

КОРПУСКУЛЯРНАЯ ТЕОРИЯ ВЕЩЕСТВА

— Дж. Дж. ТОМСОНЪ —

Профессоръ университета въ Кэмбриджѣ

КОРПУСКУЛЯРНАЯ ТЕОРІЯ

ВЕЩЕСТВА

Переводъ съ англійскаго
Л. ЛЕВИНТОВА

подъ редакціей „Вѣстника Опытной Физики и Элементарной Математики“.



1910.

524102

Типографія Л. Шутака. Троицкая, 27.

Предисловіе.

Настоящая книга представляет собой развитие ряда лекцій, которыя я весною 1906 года читалъ въ «Royal Institution». Она содержитъ описаніе свойствъ корпускулъ и ихъ примѣненій къ объясненію нѣкоторыхъ физическихъ явленій. Въ первыхъ главахъ особенно тщательно разработана теорія, по которой многія свойства металловъ обусловливаются движеніемъ разсѣянныхъ въ нихъ корпускулъ. Эта теорія получила сильное подкрѣпленіе въ изслѣдованіяхъ Друде и Лоренца. Друде показалъ, что теорія эта даетъ приблизительно правильное значеніе для отношенія теплопроводности и электропроводности въ чистыхъ металлахъ; Лоренцъ же обнаружилъ, что она объясняетъ излученіе длинныхъ волнъ нагрѣтыми тѣлами. Однако, въ обыкновенной своей формѣ эта теорія, на мой взглядъ, предполагаетъ наличность такого числа корпускулъ, что теплостойкость должна была бы быть больше, нежели дѣйствительная теплостойкость металла. Я предложилъ видоизмѣненную теорію, которая этого возраженія не допускаетъ и которая также даетъ правильное значеніе какъ для отношенія проводимостей, такъ и для излученія длинныхъ волнъ.

Дальнѣйшія главы содержатъ изслѣдованіе свойствъ атома, состоящаго изъ корпускулъ и положительнаго электричества, причемъ принимается, что положительное электричество занимаетъ гораздо большій объемъ, чѣмъ корпускулы. Обнаруживается, что свойства такого рода атома во многихъ отношеніяхъ представляютъ сходство со свойствами атомовъ химическихъ элементовъ. Теорія, которая даетъ намъ возможность построить нѣчто въ родѣ модели атома и при помощи такой модели интерпретировать физическія явленія, можетъ, на мой взглядъ, быть полезной даже въ томъ случаѣ, если это модель и несовершенная. Въ самомъ дѣлѣ, пытаюсь наглядно изобразить опредѣленный физическій или химическій про-

цессъ свойствами такого рода модели, мы не только получаемъ живое представленіе о процессѣ, но узнаемъ также, что послѣдній находится въ связи съ другими процессами; это наводитъ на новыя изслѣдованія. Кромѣ того этотъ методъ имѣетъ то преимущество, что онъ выдвигаетъ внутреннюю связь между химическими и электрическими процессами.

Въ седьмой главѣ я указываю основанія, по которымъ слѣдуетъ принять, что число корпускулъ въ атомѣ элемента немногимъ больше, чѣмъ атомный вѣсъ этого элемента и, въ частности, что число корпускулъ въ атомѣ водорода не велико. Нѣкоторые авторы, повидимому, придерживаются того взгляда, что это допущеніе усложняетъ представленіе модели атома. На мой же взглядъ, представленіе этимъ путемъ напротивъ того облегчается, такъ какъ при этомъ допущеніи число возможныхъ различныхъ атомовъ въ значительно большей степени приближается къ числу химическихъ элементовъ. Допущеніе это имѣетъ также большое значеніе для нашего представленія о происхожденіи массы атомовъ. Въ самомъ дѣлѣ, если число корпускулъ въ атомѣ представляетъ собой число того же порядка, какъ и атомный вѣсъ, то мы не можемъ допустить, что масса атома главнымъ образомъ или хотя бы только приближенно обусловливается массой корпускулъ.

Кэмбриджъ.

15 Іюля 1907 года.

Дж. Дж. Томсонъ.

ОГЛАВЛЕНИЕ.

Предисловіе	V
Глава I. Введеніе. Корпускулы въ пустыхъ трубкахъ . . .	1
Глава II. Происхожденіе массы корпускулы	27
Глава III. Свойства корпускулы	41
Глава IV. Корпускулярная теорія проводимости	46
Глава V. Вторая теорія электропроводности	81
Глава VI. Расположеніе корпускулъ въ атомѣ	97
Глава VII. Число корпускулъ въ атомѣ	135
Указатель	160

ГЛАВА I.

Введение. Корпускулы въ пустыхъ трубкахъ.

Та теорія строенія вещества, которую я намѣренъ изложить въ этихъ лекціяхъ, покоится на допущеніи, что различныя свойства вещества могутъ быть разсматриваемы, какъ явленія, происходящія отъ дѣйствія электричества. Основаніемъ теоріи служитъ электричество, а предметъ ея заключается въ томъ, чтобы построить модель атома, составленнаго изъ опредѣленныхъ сочетаній положительнаго и отрицательнаго электричества, которая представляла бы возможно болѣе близкое подобіе свойствъ дѣйствительнаго атома. Мы будемъ предполагать, что притяженіе и отталкиваніе между электрическими зарядами слѣдуютъ извѣстному закону обратной пропорціональности квадратамъ разстояній; мы останемся при этомъ допущеніи, хотя прямое экспериментальное доказательство этого закона мы можемъ осуществить только въ томъ случаѣ, когда массы и разстоянія между ними неизмѣримо больше, нежели тѣ, которыя имѣютъ мѣсто внутри атома. Мы не будемъ дѣлать попытки проникнуть въ сущность этихъ силъ и изслѣдовать механизмъ, при помощи котораго онѣ могутъ быть произведены. Теорія, о которой идетъ рѣчь, отнюдь не представляетъ собой послѣдняго слова; она преслѣдуетъ болѣе физическую цѣль, нежели метафизическую. Съ точки зрѣнія физика, теорія вещества есть скорѣе дѣло тактики, нежели убѣжденія. Ея задача заключается въ томъ, чтобы связать между собою или координировать явленія, на первый взглядъ различныя, и, прежде всего, въ томъ, чтобы вдохновлять, намѣчать и направлять опытное изслѣдованіе. Она должна представлять собою компасъ, слѣдуя которому наблюдатель идетъ все дальше и дальше въ область явленій, до того не изслѣдованныхъ. Окажутся ли эти области плодоносными или бесплодными, это можетъ рѣшить только опытъ; но во всякомъ случаѣ изслѣдователь, приведенный на этотъ путь, будетъ твердо держаться опредѣленнаго направленія, не будетъ блуждать, безцѣльно слоняясь туда и сюда.

Корпускулярная теорія вещества, допускающая электрическіе заряды и силы, между ними дѣйствующія, далеко не носитъ того фундаментальнаго характера, какъ теорія строенія вещества изъ атомовъ — вихрей, въ которой допускается только существованіе несжимаемой жидкости безъ внутренняго тренія, обладающей инерціей и способной передавать давленіе. По этой теоріи разница между веществомъ и не-веществомъ, а также между различными видами вещества, сводится къ различію въ формѣ движенія внутри несжимаемой жидкости въ различныхъ мѣстахъ, а само вещество рассматривается, какъ совокупность тѣхъ частей жидкости, въ которыхъ происходитъ вихревое движеніе. Однако, простота допущеній вихреобразной теоріи оплачивается дорогой цѣной той математической трудности, съ которой сопряжено ея развитіе; между тѣмъ для многихъ цѣлей теорія, слѣдствія которой легко разматываются, предпочтительнѣе, нежели та теорія, которая, можетъ быть, имѣетъ болѣе глубокій характеръ, но за то и болѣе тяжеловѣсна. Впрочемъ, мы неоднократно будемъ имѣть случай пользоваться аналогіей, которая существуетъ между линіями электрической силы въ электрическомъ полѣ и линіями вихревого движенія въ несжимаемой жидкости.

Однако, возвратимся къ корпускулярной теоріи. Эта теорія, какъ я сказалъ, предполагаетъ, что атомъ составленъ изъ положительнаго и отрицательнаго электричества. Характерная черта этой теоріи,—отъ которой и происходитъ ея названіе,—это особая форма, въ которой проявляется отрицательное электричество, когда оно находится какъ внутри атома, такъ и внѣ вещества. Мы предполагаемъ, что отрицательное электричество всегда является въ видѣ чрезвычайно тонкихъ частичекъ, именуемыхъ корпускулами, и что корпускулы эти, гдѣ бы онѣ ни встрѣчались, всегда имѣютъ одинаковые размѣры и всегда несутъ одно и то же количество электричества. Какимъ бы ни оказалось, въ концѣ концовъ, строеніе атома, мы имѣемъ прямое экспериментальное доказательство существованія этихъ корпускулъ; поэтому я начну изложеніе корпускулярной теоріи описаніемъ открытія и свойствъ этихъ корпускулъ.

Корпускулы въ пустыхъ трубкахъ.

Мѣстомъ, въ которомъ корпускулы были въ первый разъ обнаружены, была трубка съ чрезвычайно разрѣженнымъ воздухомъ, чрезъ которую проходитъ электрическій разрядъ. Когда я пропускаю

электрическій разрядъ чрезъ эту въ высшей степени разрѣженную трубку, вы замѣчаете, что стѣнки ея свѣтятся рѣзкимъ зеленоватымъ фосфоресцирующимъ свѣтомъ. Что это явленіе обусловливается чѣмъ-то такимъ, что распространяется по прямымъ линіямъ отъ катода (электрода, изъ котораго отрицательное электричество поступаетъ въ трубку), можетъ быть обнаружено слѣдующимъ опытомъ, который былъ произведенъ нѣсколько лѣтъ тому назадъ сэромъ Вильямомъ Круксомъ.

Мальтійскій крестъ изъ тонкой слюды помѣщается между катодомъ и стѣнками трубки. Какъ вы видите, когда я произвожу разрядъ сквозь трубку, зеленый фосфоресцирующій свѣтъ не распространяется теперь на всю заднюю стѣнку трубки, какъ это имѣло мѣсто, когда креста въ трубкѣ не было. Вы видите рѣзко очерченный крестъ въ концѣ трубки, на которомъ нѣтъ фосфоресценціи; крестъ изъ слюды бросилъ тѣнь на трубку, и форма этой тѣни обнаруживаетъ, что фосфоресценція обусловливается чѣмъ-то такимъ, что исходитъ изъ катода, распространяется прямолинейно и задерживается тонкой пластинкой слюды. Зеленая фосфоресценція вызвана катодными лучами, и одно время происходилъ оживленный споръ относительно характера этихъ лучей. Преобладали, главнымъ образомъ, два взгляда: одинъ, который поддерживался, главнымъ образомъ, англійскими физиками, заключался въ томъ, что эти лучи представляютъ собой потокъ отрицательно заряженныхъ тѣлецъ, извергаемыхъ катодомъ съ большою скоростью; другой взглядъ, который отстаивало большинство германскихъ физиковъ, заключался въ томъ, что эти лучи представляютъ собой родъ колебаній ээира, или волны.

Аргументы въ пользу того, что катодные лучи представляютъ собой потокъ отрицательно заряженныхъ частицъ, заключаются прежде всего въ томъ, что они отклоняются магнитомъ совершенно такъ же, какъ движущіяся частицы, несущія отрицательный зарядъ. Какъ извѣстно, если мы помѣстимъ вблизи такого потока частицъ магнитъ, то онѣ подвергаются дѣйствию силы, которая перпендикулярна какъ къ направленію магнитной силы, такъ и къ направленію, въ которомъ движутся частицы. Такъ, напримѣръ, если частицы движутся горизонтально съ востока на западъ, а магнитная сила также дѣйствуетъ горизонтально съ сѣвера на югъ, то силы, которыя дѣй-

ствуютъ на частицы, несущія отрицательный зарядъ, будутъ направлены вертикально внизъ.

Если магнитъ расположенъ такимъ образомъ, что направление магнитной силы совпадаетъ съ направлениемъ движенія частицъ, то послѣднія вовсе не подвергаются дѣйствию магнита. Давая магниту надлежащее положеніе, я могу показать вамъ, что катодныя частицы движутся именно въ томъ направленіи, которое указывается этой теоріей. Здѣсь, на лекціи, наблюденія, по существу дѣла, не могутъ быть достаточно точными и полными; но я долженъ прибавить, что тщательныя и точно выполненныя измѣренія движенія катодныхъ лучей подѣ дѣйствию магнитной силы показываютъ, что лучи въ этомъ отношеніи обнаруживаютъ въ точности то же самое, что и движущіяся частицы, заряженныя электричествомъ.

Дальнѣйшій шагъ, сдѣланный для доказательства того, что эти лучи представляютъ собою частицы съ отрицательнымъ зарядомъ, заключался въ слѣдующемъ: какъ показалъ впервые Перренъ (Perrin), катодные лучи, ударяясь о металлическій сосудъ, сообщаютъ ему зарядъ отрицательнаго электричества. Я произведу здѣсь опытъ Перрена въ нѣсколько измѣненномъ видѣ (рис. 1). *A* есть полый

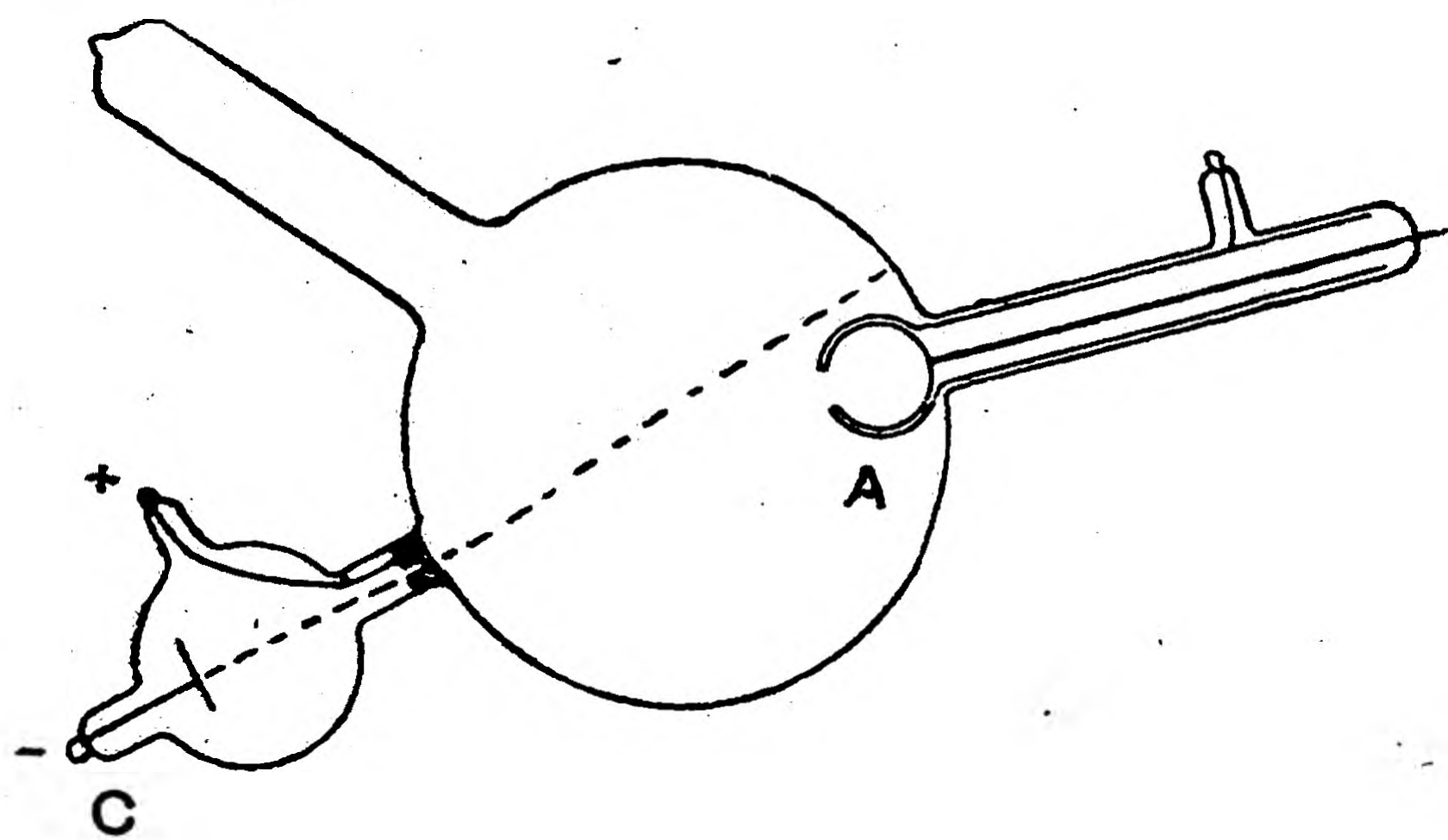


Рис. 1.

металлическій цилиндръ съ прорѣзомъ; онъ помѣщенъ такимъ образомъ, что лучи, идущіе отъ катода *C*, проходятъ мимо него, если ихъ не отклоняетъ магнитъ; цилиндръ соединенъ съ электроскопомъ. Какъ вы видите, когда лучи не проходятъ въ

отверстіе цилиндра, электроскопъ не обнаруживаетъ никакого заряда. Но вотъ при помощи магнита я отклоняю лучи такъ, что они проходятъ внутрь цилиндра; вы видите, что золотые листочки электроскопа расходятся, и обычнымъ пріемомъ можно убѣдиться, что они заряжены отрицательно.

Отклоненіе катодныхъ лучей заряженнымъ тѣломъ.

Если лучи заряжены отрицательнымъ электричествомъ, то наэлектризованное тѣло должно отклонять ихъ совершенно такъ же, какъ магнитъ. Между тѣмъ при первыхъ опытахъ, сдѣланныхъ въ

этомъ направленіи, это не подтвердилось. Какъ выяснилось позже, причина этого заключается въ томъ, что катодные лучи, проходя черезъ газъ, дѣлаютъ его проводникомъ электричества; такимъ образомъ, если въ сосудѣ, черезъ который проходятъ лучи, осталось замѣтное количество газа, то послѣдній становится проводникомъ электричества; лучи оказываются, такимъ образомъ, окруженными проводникомъ, который защищаетъ ихъ отъ внѣшнихъ электрическихъ силъ подобно тому, какъ металлическая крышка электро-скопа защищаетъ его отъ всякаго электрическаго воздѣйствія извнѣ. Если, однако, разрѣдить въ трубкѣ воздухъ въ такой мѣрѣ, чтобы его осталось крайне незначительное количество, то онъ уже не можетъ сдѣлаться проводникомъ; этимъ именно путемъ мнѣ удалось освободиться отъ этого осложненія и обнаружить электрическое отклоненіе катодныхъ

лучей. Установка, которой я пользовался для этой цѣли, показана на рис. 2. На пути сквозь трубку лучи проходятъ между двумя параллельными пластинками

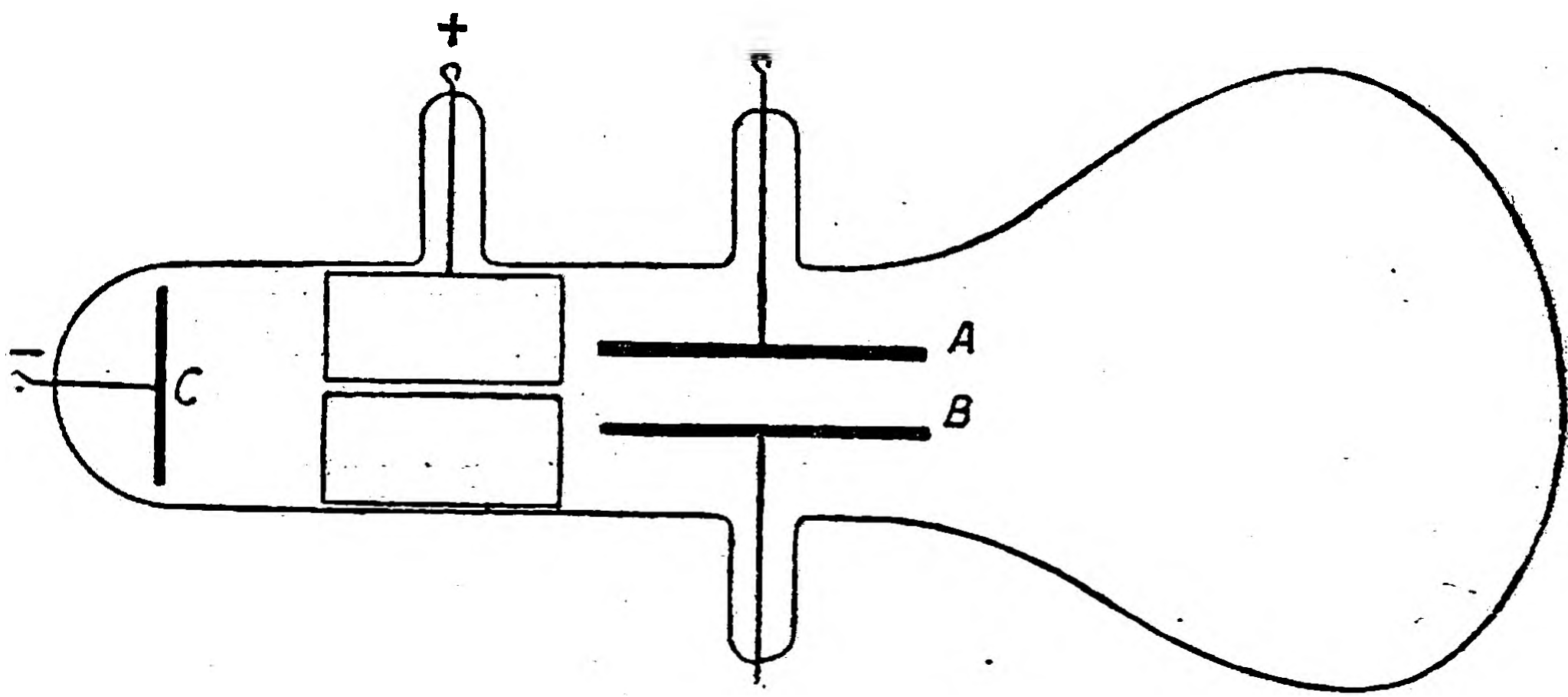


Рис. 2.

A и *B*, которыя могутъ быть соединены съ полюсами батареи аккумуляторовъ. Давленіе въ трубкѣ крайне незначительно: вы видите, что лучи значительно отклоняются, когда я соединяю пластинки съ полюсами батареи; направленіе же этого отклоненія обнаруживаетъ, что лучи заряжены отрицательно.

Можно также показать дѣйствіе магнитныхъ и электрическихъ силъ на эти лучи, если воспользоваться открытіемъ, сдѣланнымъ Венельтомъ (Wehnelt), что известъ, накаливая до красна, испускаетъ катодные лучи. Я имѣю здѣсь трубку, катодомъ которой служитъ полоска платины съ крупинкой извести на концѣ. Если платиновая полоска сильно нагрѣта, то достаточно разности потенциаловъ въ сто вольтъ или около того, чтобы съ этой крупинки извести устремился потокъ катодныхъ лучей. Вы можете прослѣдить за движеніемъ этихъ лучей благодаря свѣченію, которое они производятъ, проходя черезъ газъ. Вы можете наблюдать лучи въ видѣ тонкой линіи голубоватого цвѣта, выходящей изъ точки на катодѣ; когда мы под-

носимъ магнитъ, линія искривляется, и я могу заставить ее виться кружкомъ или спиралью, я могу заставить ее сдѣлать полный оборотъ вокругъ катода, съ котораго потокъ течетъ, или пройти позади него. Эта установка чрезвычайно наглядно обнаруживаетъ отклоняющее дѣйствіе магнита на катодные лучи. Чтобы обнаружить электростатическое отклоненіе, я пользуюсь трубкой, показанной на рис. 3; я заряжаю пластинку *B* отрицательно, такъ что она отталкиваетъ пучекъ лучей, которые приближаются къ ней отъ крупинки извести *C* на катодѣ. Какъ вы видите, пучекъ лучей отклоняется отъ пластинки и идетъ по искривленному пути, разстояніе котораго отъ пластинки я могу увеличить и уменьшить, усиливая или ослабляя отрицательный зарядъ пластинки.

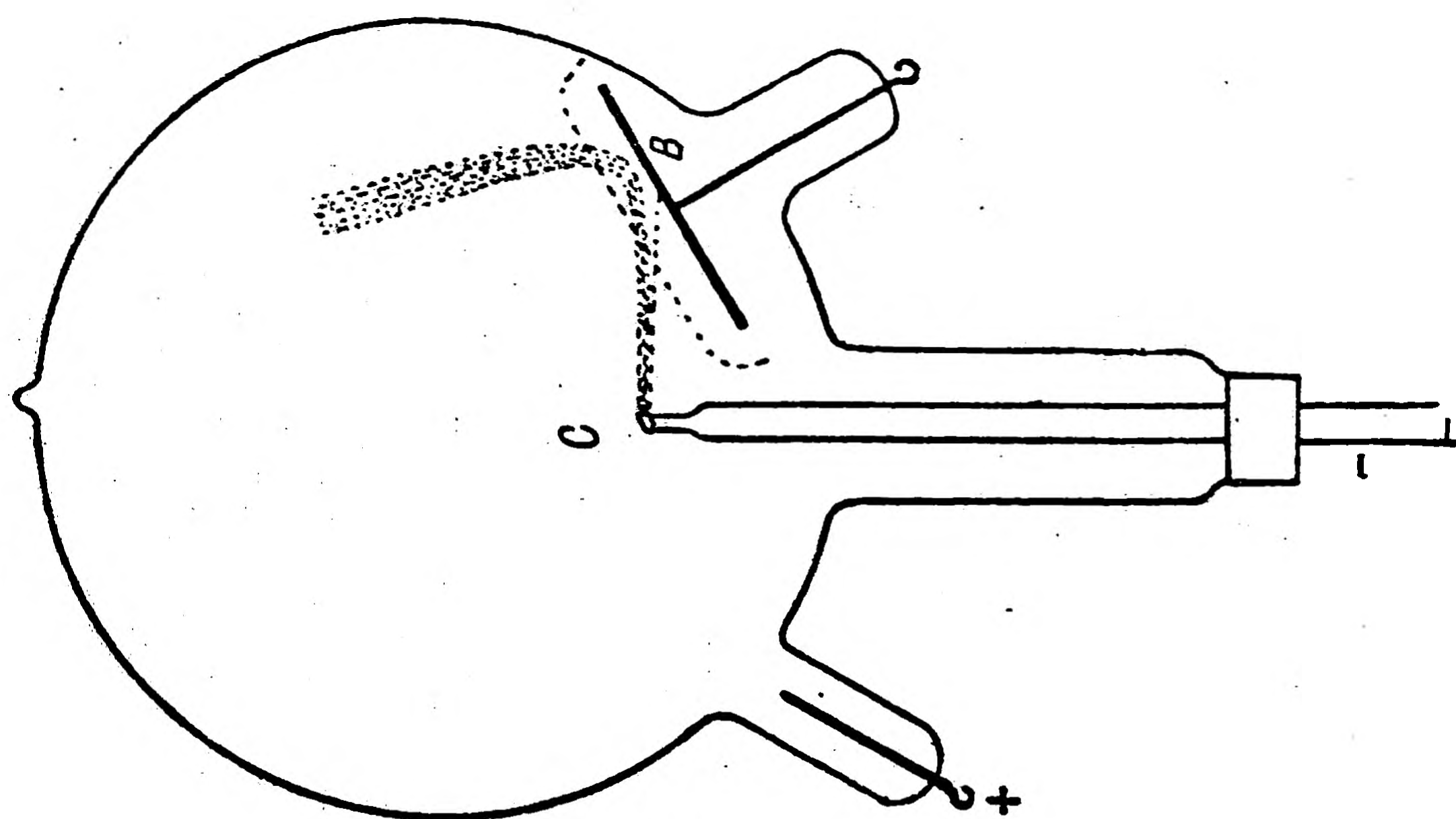


Рис. 3.

Мы видѣли, такимъ образомъ, что катодные лучи во всѣхъ условіяхъ, въ какія мы ихъ ставили, ведутъ себя такъ, какъ если бы это были частицы, заряженные отрицательнымъ электричествомъ.

мы видѣли, что онѣ несутъ съ собой зарядъ отрицательнаго электричества, что онѣ отклоняются магнитными и электрическими силами совершенно такъ же, какъ частицы, заряженные отрицательнымъ электричествомъ.

Герцъ (Hertz) показалъ, однако, что катодныя частицы обладаютъ другимъ свойствомъ, которое казалось несовмѣстнымъ съ той идеей, что онѣ представляютъ собой частицы вещества; именно, онъ обнаружилъ, что катодные лучи обладаютъ способностью проникать сквозь весьма тонкія металлическія пластинки, напримѣръ, сквозь золотые листочки, помѣщенные между ними и стекломъ, вызывая при этомъ на стеклѣ замѣтное свѣщеніе. Идея о частицахъ такого же размѣра, какъ молекулы газа, проходящихъ сквозь твердую пластинку, представлялась нѣсколько странной въ ту эпоху, когда радій еще не былъ извѣстенъ (послѣдній извергаетъ частицы, которыя проникаютъ сквозь металлическія тѣла, значительно болѣе толстыя, нежели зо-

лотые листочки). Это побудило меня заняться болѣе глубокимъ анализомъ природы частичекъ, которыя образуютъ катодные лучи.

Методъ, которымъ я пользовался, основывался на слѣдующемъ принципѣ: если частица, несущая зарядъ e , движется со скоростью v поперекъ линій силъ въ магнитномъ полѣ (рис. 4), при чемъ линіи магнитной силы образуютъ прямые углы съ направлениемъ движенія частицы; если, далѣе, H есть магнитная сила, то движущаяся частица будетъ находиться подѣ дѣйствіемъ силы, равной Hev . Эта сила дѣйствуетъ въ направленіи, которое перпендикулярно какъ къ магнитной силѣ, такъ и къ направлению движенія частицы. Если, такимъ

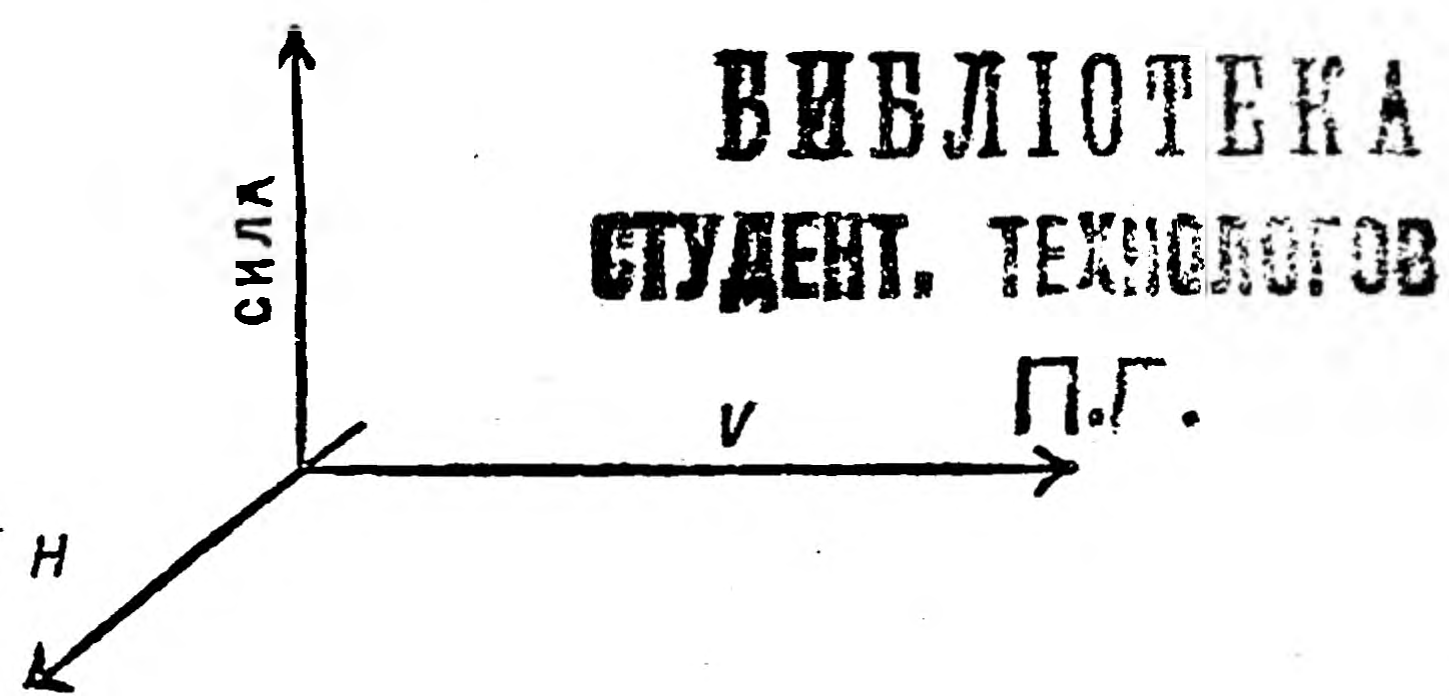


Рис. 4.

образомъ, частица движется горизонтально, какъ показано на чертежѣ, а магнитная сила дѣйствуетъ перпендикулярно къ плоскости чертежа по направленію къ читателю, то частица съ отрицательнымъ электрическимъ зарядомъ будетъ находиться подѣ дѣйствіемъ силы, направленной вертикально вверхъ. Пучекъ лучей будетъ, слѣдовательно, отклоняться вверхъ, а вмѣстѣ съ нимъ и свѣтлое пятно зеленой фосфоресценціи въ томъ мѣстѣ, гдѣ пучекъ ударяется въ стѣнку. Зарядимъ теперь пластинки A и B на рис. 2, между которыми проходитъ пучекъ лучей,—верхнюю отрицательно, а нижнюю положительно. Катодные лучи будутъ отталкиваться отъ верхней пластинки съ силою Xe , гдѣ X есть электрическая сила между пластинками; вслѣдствіе этого, если пластинки заряжены, когда магнитное поле дѣйствуетъ на лучи, то магнитная сила стремится направить лучи вверхъ, а пластинки стремятся отклонить ихъ внизъ. Мы можемъ нормировать магнитную и электрическую силы такъ, чтобы онѣ уравнивали другъ друга; тогда лучи будутъ проходить между пластинками горизонтально по прямой линіи, и зеленое пятно фосфоресценціи не сдвигается. Когда это имѣетъ мѣсто, то сила Hev , обусловливаемая магнитнымъ полемъ, равна силѣ Xe электрическаго поля. Мы получаемъ, такимъ образомъ, равенство:

$$Hev = Xe, \text{ или } v = \frac{X}{H}.$$

Такимъ образомъ, если мы измѣримъ, что можно легко выполнить, величины силъ X и H , когда лучи не отклонены, то мы сможемъ опредѣлить скорость частицъ v . Скорость лучей, найденная

этимъ путемъ, оказалась весьма большой; она измѣняется въ широкихъ предѣлахъ въ зависимости отъ давленія газа, оставшагося въ трубкѣ. При большомъ разрѣженіи она достигаетъ $\frac{1}{3}$ скорости свѣта, т. е. около 100 000 километровъ въ секунду; въ трубкахъ, въ которыхъ разрѣженіе не доведено такъ далеко, она можетъ не превышать 80 000 километровъ въ секунду. Но во всякомъ случаѣ, когда въ трубкѣ вызваны катодные лучи, ихъ скорость несравненно больше, нежели скорость всякаго движущагося тѣла, какая только намъ извѣстна. Она превосходитъ, на примѣръ, въ нѣсколько тысячъ разъ среднюю скорость, съ которой молекулы водорода движутся при обыкновенной температурѣ или даже при всякой температурѣ, какой только удалось достичь.

Опредѣленіе отношенія e/m .

Нашедши скорость лучей, удалимъ въ предыдущемъ опытѣ магнитную силу и предоставимъ молекулы дѣйствию одной только электрической силы. Въ такомъ случаѣ частицы, образующія лучи, находятся подъ дѣйствіемъ постоянной вертикальной силы, направленной внизъ, и мы имѣемъ здѣсь дѣло съ задачей о снарядѣ, брошенномъ горизонтально со скоростью v и падающемъ подъ дѣйствіемъ тяжести. Мы знаемъ, что во время t тѣло опустится на разстояніе $\frac{1}{2}gt^2$, гдѣ g есть вертикальное ускореніе; въ нашемъ случаѣ вертикальное ускореніе равно Xe/m , гдѣ m есть масса частицы; время паденія равняется l/v , гдѣ l есть длина пути, измѣренная горизонтально, а v скорость верженія. Такимъ образомъ, глубина, на которую частица опустилась, когда она достигаетъ стекла, т. е. смѣщеніе свѣтлаго пятна внизъ въ томъ мѣстѣ, гдѣ лучи ударяютъ въ стекло, равна

$$\frac{1}{2} \frac{Xe}{m} \frac{l^2}{v^2}.$$

Это разстояніе d , на которое опустилось фосфоресцирующее пятно, мы можемъ легко измѣрить, а такъ какъ величины v , x , l также легко измѣрить, то мы можемъ найти отношеніе e/m изъ уравненія:

$$\frac{e}{m} = \frac{2dv^2}{Xl^2}.$$

Результаты опредѣленія этого отношенія оказались чрезвычайно интересными; именно: обнаружилось, что для всѣхъ частицъ ка-

тодныхъ лучей, какимъ бы способомъ они ни были вызваны, мы всегда приходимъ къ тому же значенію этого отношенія. Мы можемъ, напримѣръ, вызвать значительныя измѣненія въ скорости частицъ, мѣняя форму разрядной трубки и давленіе газа; но во всякомъ случаѣ, если только мы не дошли до того, что скорость частичекъ почти подходитъ къ скорости свѣта (въ каковомъ случаѣ, какъ мы увидимъ, приходится принимать во вниманіе соображенія совершенно иного рода), то отношеніе e/m остается постояннымъ. Значеніе этого отношенія оказывается независимымъ не отъ одной только скорости; еще болѣе замѣчательно то, что оно не зависитъ также отъ выбора электродовъ и отъ газа, содержащагося въ трубкѣ. Частицы, которыя образуютъ катодные лучи, должны исходить либо изъ электродовъ, либо изъ газа, наполняющаго трубку; и при всемъ томъ, изъ какого бы вещества мы ни изготовляли электроды, какимъ бы газомъ мы ни наполняли трубку, значеніе отношенія e/m остается неизмѣннымъ.

Это постоянное значеніе равняется 1.7×10^7 , если при измѣреніи отношенія мы пользовались абсолютной системой (C. G. S.) магнитныхъ единицъ. Если мы сравнимъ это отношеніе со значеніемъ соотвѣтствующаго отношенія массы къ электрическимъ зарядамъ въ какой угодно извѣстной раньше системѣ, то мы увидимъ, что это величина совсѣмъ другого порядка. До того, какъ были изслѣдованы катодные лучи, наибольшимъ значеніемъ этого отношенія обладалъ заряженный атомъ водорода при электролизѣ жидкостей; но и тамъ это отношеніе составляетъ только 10^4 ; между тѣмъ для частичекъ въ катодныхъ лучахъ отношеніе e/m въ 1700 разъ превышаетъ значеніе того же отношенія для заряженнаго атома водорода. Это различіе можетъ происходить отъ одной изъ двухъ причинъ: либо масса корпускулы должна быть несравненно меньше, нежели атомъ водорода, — между тѣмъ какъ до сихъ поръ наименьшей массой, извѣстной въ физикѣ, обладалъ именно атомъ водорода, — либо же зарядъ частицы долженъ быть гораздо больше, нежели зарядъ атома водорода. Однако, было обнаружено при помощи метода, который я вскорѣ опишу, что электрическій зарядъ въ томъ и другомъ случаѣ, практически, одинъ и тотъ же; это необходимо приводитъ къ заключенію, что масса корпускулы приблизительно въ 1700 разъ меньше массы атома водорода. Итакъ, атомъ не представляетъ собой предѣльнаго подраздѣленія вещества; напротивъ, мы

можемъ идти дальше и приходимъ къ корпускулѣ; и, что важнѣе всего, на этой ступени подраздѣленія вещества мы приходимъ къ одной и той же корпускулѣ, изъ какого бы источника мы ее ни получили.

Корпускулы имѣютъ очень широкое распространеніе.

Корпускулы получаютъ не только изъ одного источника, который представляется искусственнымъ и созданъ учеными, т. е. не только отъ катодныхъ лучей. Напротивъ, какъ только онѣ были открыты, то весьма скоро обнаружилось, что онѣ распространены очень широко; ихъ испускаютъ металлы, нагрѣтые до краснаго каленія; вы видѣли уже, что обильный потокъ ихъ даетъ нагрѣтая известь. Извѣстное количество корпускулъ испускаетъ всякое нагрѣтое тѣло. Мы можемъ обнаружить изверженіе корпускулъ у многихъ тѣлъ, напримѣръ, у рубидія, а также у сплава натрія и калия, даже когда эти тѣла не нагрѣты. Повидимому, можно допустить, что извѣстное выдѣленіе корпускулъ даютъ всѣ вещества; но при несовершенствѣ нашихъ приборовъ мы имѣемъ возможность констатировать это выдѣленіе только тогда, когда оно достигаетъ необычайно большихъ размѣровъ.

Корпускулы выдѣляются металлами и нѣкоторыми другими веществами, въ особенности щелочными металлами, когда они находятся подъ дѣйствіемъ свѣта; ихъ постоянно выбрасываютъ въ большомъ количествѣ и съ большою скоростью радіоактивныя вещества, какъ, напримѣръ, ураній и радій; онѣ получаютъ въ большомъ количествѣ, когда мы вводимъ соли въ пламя. Есть полное основаніе предполагать, что до насъ доходятъ также корпускулы съ солнца.

Корпускулы эти, такимъ образомъ, распространены чрезвычайно широко, но, при какихъ бы условіяхъ ихъ ни находили, онѣ всегда сохраняли свою индивидуальность, т. е. отношеніе e/m имѣетъ постоянно то же самое опредѣленное значеніе. Такимъ образомъ, корпускулы, повидимому, образуютъ составную часть всѣхъ видовъ вещества въ самыхъ различныхъ условіяхъ его проявленія. Является поэтому естественнымъ допустить, что онѣ представляютъ собой тотъ матеріалъ, изъ котораго атомы построены.

Величина электрическаго заряда на корпускулѣ.

Теперь я обращусь къ доказательству высказаннаго выше положенія, что весьма большое значеніе отношенія e/m для корпуску-

лы, по сравненію съ его значеніемъ для атома водорода, обусловливается малостью ея массы m , а не большимъ размѣромъ ея заряда e . Мы можемъ этого достигъ непосредственнымъ измѣреніемъ заряда e ; для этой цѣли мы можемъ воспользоваться открытіемъ, сдѣланнымъ К. Вильсономъ (C. T. R. Wilson), что заряженная частица дѣйствуетъ, какъ ядро, вокругъ котораго водяной паръ сгущается и образуетъ капли воды. Положимъ, что нѣкоторый объемъ воздуха насыщенъ водяными парами, и мы его охладимъ въ такой мѣрѣ, что, при отсутствіи осажденія, наступаетъ пересыщеніе. Какъ извѣстно, если при этомъ имѣется нѣкоторое количество пыли, то частицы ея дѣйствуютъ, какъ ядрышки, вокругъ которыхъ сгущается вода, и мы получаемъ хорошо извѣстныя явленія тумана и дождя. Если же воздухъ совершенно свободенъ отъ пыли, то мы можемъ значительно его охладить, и никакое осажденіе не будетъ имѣть мѣста. Если пыли вовсе нѣтъ, то, какъ показалъ Вильсонъ, образованіе тумана не происходитъ до тѣхъ поръ, пока температура не будетъ понижена въ такой мѣрѣ, что пересыщеніе становится приблизительно восьмикратнымъ. Коль скоро, однако, достигнута уже эта температура, то образуется густой туманъ даже въ воздухѣ, свободномъ отъ пыли. Но если въ газѣ находятся заряженные частицы, то, какъ показалъ Вильсонъ, достаточно гораздо меньшей степени охлажденія, чтобы вызвать образованіе тумана: для этого достаточно уже четырехкратнаго пересыщенія, если заряженные частицы имѣются въ томъ количествѣ, въ какомъ онѣ бываютъ въ газѣ, когда онѣ проводятъ электричество. Каждая заряженная частица становится центромъ, вокругъ котораго образуется капля воды. Капли воды образуютъ облачко, и такимъ образомъ заряженные частицы, какъ онѣ ни малы вначалѣ, становятся видимыми и доступными нашему наблюденію. Вліяніе заряженныхъ частицъ на образованіе облачка можетъ быть совершенно отчетливо обнаружено при помощи слѣдующаго опыта.

Сосудъ A (рис. 5), находящійся въ соприкосновеніи съ водой, насыщенъ паромъ комнатной температуры; этотъ сосудъ сообщается съ цилиндромъ B , въ которомъ скользитъ вверхъ и внизъ большой поршень C . Вначалѣ поршень находится вверху своего пробѣга; если же мы внезапно разрѣдимъ воздухъ подъ поршнемъ, то давленіе воздуха, находящагося надъ нимъ, очень быстро погонитъ его внизъ, и воздухъ въ сосудѣ A быстро расширится. Но когда воздухъ рас-

ширятся, то онъ охлаждается; вслѣдствіе этого воздухъ въ сосудѣ *A* становится холоднѣе, а такъ какъ до охлажденія пары насыщали воздухъ въ сосудѣ, то теперь наступаетъ пересыщеніе. Если нѣтъ

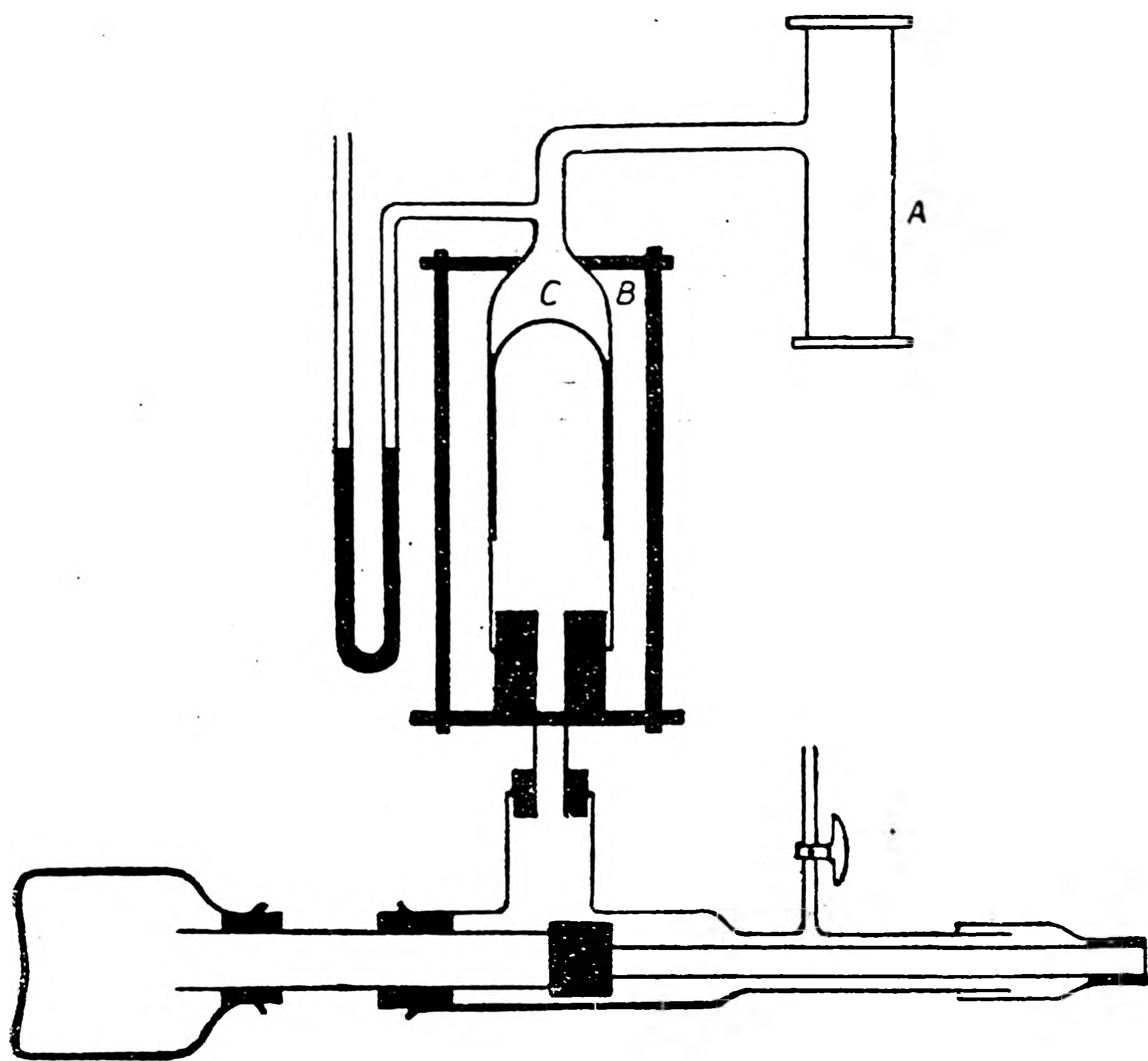


Рис. 5.

вовсе пыли, то не происходитъ никакого осажденія до тѣхъ поръ, пока температура не понизится настолько, что уже восьмая часть того же количества пара могла бы его насытить при этой новой температурѣ. Однако, степень охлажденія, а, слѣдовательно, и пересыщенія, зависитъ отъ пробѣга поршня: чѣмъ

больше пробѣгъ поршня, тѣмъ больше охлажденіе. Я могу урегулировать это разстояніе такимъ образомъ, чтобы пересыщеніе было ниже восьмикратнаго, но больше четырехкратнаго. Теперь мы освободимъ воздухъ отъ пыли, вызывая въ пыльномъ воздухѣ облако за облакомъ; капельки унесутъ съ собою внизъ пылинки, на которыхъ онѣ сидятъ, подобно тому, какъ и въ природѣ воздухъ очищается ливнемъ. Мы достигаемъ, наконецъ, того, что при разрѣженіи не появляется никакого тумана. Теперь приведемъ газъ въ состояніе электропроводимости, приблизивъ для этой цѣли къ сосуду *A* небольшое количество радія. Радій наполнитъ сосудъ множествомъ какъ положительно, такъ и отрицательно заряженныхъ частицъ. Когда мы теперь произведемъ разрѣженіе, то образуется чрезвычайно густое облако. Что это обстоятельство дѣйствительно обусловлено электризаціей газа, можно обнаружить слѣдующимъ опытомъ. Вдоль боковыхъ стѣнокъ внутри сосуда *A* мы здѣсь имѣемъ двѣ вертикальныя изолированныя пластинки, которыя могутъ быть наэлектризованы. Если мы пластинки наэлектризуемъ, то онѣ будутъ извлекать заряженныя частицы изъ газа съ такой же быстротой, съ

какой онъ образуются. Такимъ образомъ, наэлектризовавъ пластинки, мы можемъ вовсе устранить наэлектризованныя частицы изъ газа или, во всякомъ случаѣ, чрезвычайно понизить ихъ число. Повторимъ теперь нашъ опытъ, зарядивъ пластинки прежде, чѣмъ мы поднесемъ радій. Вы видите, что присутствіе радія едва увеличиваетъ ничтожное количество тумана; но когда я заряжаю пластинки и затѣмъ вызываю расширеніе воздуха, то туманъ сгущается въ такой мѣрѣ, что становится совершенно непрозрачнымъ.

Этими каплями мы можемъ воспользоваться для опредѣленія электрическаго заряда частицъ. Въ самомъ дѣлѣ, если мы знаемъ разстояніе, пробѣгаемое поршнемъ, то мы можемъ опредѣлить степень пересыщенія, а отсюда вычислить количество осажденной воды, получившейся при образованіи тумана. Вода осаждается въ видѣ известнаго количества малыхъ капелекъ одинаковаго объема; число этихъ капель равняется объему осажденной воды, раздѣленному на объемъ одной капли. Слѣдовательно, нашедши объемъ одной капли, мы можемъ опредѣлить число капель, которыя образовались вокругъ заряженныхъ частичекъ. Если число частицъ не слишкомъ велико, то капелька образуется вокругъ каждой частицы, и мы имѣемъ, такимъ образомъ, возможность опредѣлить число заряженныхъ частицъ.

Если мы измѣримъ скорость, съ которой капельки медленно падаютъ внизъ, то мы можемъ опредѣлить объемъ капли. Вслѣдствіе вязкости или тренія воздуха малыя тѣла не падаютъ съ равномерно возрастающей скоростью, но быстро достигаютъ нѣкоторой скорости, которая остается одинаковой во все остальное время паденія. Чѣмъ меньше тѣло, тѣмъ меньше эта скорость. Сэръ Джорджъ Стоксъ (George Stokes) показалъ, что скорость v , съ которой падаетъ капля дождя, дается формулой:

$$v = \frac{2}{9} \frac{ga^2}{\mu},$$

гдѣ a есть радіусъ капли, g — ускореніе силы тяжести, а μ есть коэффициентъ вязкости воздуха. Если мы сюда подставимъ вмѣсто g и μ ихъ значенія, то мы получимъ:

$$v = 1.28 \times 10^6 a^2.$$

Слѣдовательно, если мы измѣримъ v , то мы можемъ опредѣлить a , т. е. радіусъ капли. Этимъ путемъ мы можемъ, слѣдовательно, опредѣлить объемъ капли; затѣмъ, какъ было объяснено выше, мы можемъ вычислить число капель, а, слѣдовательно, и число

частичекъ, заряженныхъ электричествомъ. Опреѣлить же все количество электричества, которое несутъ эти частицы, можно очень просто при помощи электрическихъ методовъ; а такъ какъ мы знаемъ число частицъ, то мы можемъ сейчасъ же определѣить и зарядъ каждой частицы.

Таковъ былъ методъ, посредствомъ котораго я въ первый разъ определѣилъ зарядъ частицы. Позднѣе Г. А. Вильсонъ (H. A. Wilson) воспользовался для этой же цѣли болѣе простымъ приѣмомъ. Дѣло въ томъ, что К. Вильсонъ показалъ, что водяныя капли легче сгущаются на частицахъ, заряженныхъ отрицательно. Регулируя расширение воздуха, возможно получить водяныя капли вокругъ отрицательныхъ частицъ и не получить ихъ вовсе вокругъ положительныхъ, такъ что при этомъ всѣ капли окажутся заряженными отрицательно. Размѣры этихъ капель, а, слѣдовательно, и ихъ вѣсъ, можно, какъ и выше, определѣить по скорости, съ которой онѣ падаютъ подъ дѣйствіемъ силы тяжести. Предположимъ теперь, что мы держимъ надъ каплями тѣло, заряженное положительнымъ электричествомъ. Такъ какъ капли имѣютъ отрицательный зарядъ, то положительное электричество будетъ оттягивать ихъ въ обратную сторону, и сила, которая тянетъ ихъ внизъ, уменьшится: онѣ станутъ падать медленнѣе, чѣмъ это имѣетъ мѣсто, когда онѣ не подвержены дѣйствію электрическаго притяженія. Если мы подберемъ электрическое притяженіе такъ, чтобы обусловливаемая имъ сила, направленная вверхъ, была равна вѣсу капли, то капли вовсе не будутъ падать, а будутъ висѣть, подобно гробу Магомета, между небомъ и землей. Если, слѣдовательно, мы урегулируемъ электрическую силу такъ, чтобы капли были въ равновѣсіи, т. е. чтобы ни одна изъ нихъ не опускалась и не поднималась, то мы будемъ знать, что сила, дѣйствующая на каплю по направленію вверхъ, равняется ея вѣсу. Вѣсъ же капли мы уже определѣили выше по скорости, съ которой капли падаютъ, когда онѣ не подвержены дѣйствію электрической силы. Если X есть электрическая сила, e —зарядъ капли, w —ея вѣсъ, то при равновѣсіи мы имѣемъ:

$$Xe = w.$$

Такъ какъ X можно легко измѣрить, а w намъ извѣстно, то мы можемъ воспользоваться этимъ соотношеніемъ для определѣенія e , т. е. заряда капли. Значеніе e , найденное этими методами, равно 3.1×10^{-10} электростатической единицы, или 10^{-20} электромагнит-

ной единицы. Это оказывается тотъ же самый зарядъ, который несетъ атомъ водорода при электролизѣ разбавленныхъ растворовъ, приблизительное значеніе котораго было давно извѣстно.

Здѣсь можно возразить, что зарядъ, измѣряемый въ предыдущихъ опытахъ, есть зарядъ молекулы или даже группы молекулъ, а не зарядъ корпускулы. Это возраженіе, однако, падаетъ, если повести опытъ, какъ я это дѣлалъ, въ нѣсколько иномъ порядкѣ. Я вызывалъ электрическій зарядъ на частицахъ не путемъ экспозиціи подъ лучи радія, а освѣщалъ лучами ультрафіолетоваго свѣта металлическую пластинку, находящуюся въ соприкосновеніи съ газомъ. Въ этомъ случаѣ, какъ показываютъ опыты, произведенные при крайне высокомъ разрѣженіи, электризація получается исключительно отрицательная и обусловливается именно корпускулами, которыя текутъ съ освѣщаемого металла. При наличности газа корпускулы ударяются о его молекулы и пристають къ нимъ. Хотя, такимъ образомъ, заряжены, собственно говоря, молекулы, а не корпускулы, но зарядъ молекулы равенъ заряду корпускулы; поэтому вышеописанный методъ все-таки даетъ зарядъ корпускулы. Но величина заряда получается одна и та же, вызывается ли электризація ультрафіолетовыми лучами или радіемъ.

Мы видѣли, такимъ образомъ, что зарядъ e корпускулы въ электромагнитныхъ единицахъ равенъ 10^{-20} ; прежде же мы нашли, что отношеніе e/m , гдѣ m есть масса корпускулы, равно 1.7×10^7 , откуда $m = 6 \times 10^{-28}$ граммовъ.

Чтобы отчетливѣе выяснить смыслъ этихъ цифръ, мы выразимъ массу корпускулы, принимая за единицу массу атома водорода. Какъ мы видѣли, для корпускулы $e/m = 1.7 \times 10^7$; съ другой стороны, если E есть зарядъ атома водорода при электролизѣ разбавленныхъ растворовъ, а M есть масса атома водорода, то $E/M = 10^4$; поэтому $e/m = 1700 E/M$. Мы уже установили, что значеніе e , найденное предыдущими методами, хорошо согласуется со значеніемъ E , которое приближенно было уже давно извѣстно. Тоунсендъ (Townsend) указалъ методъ, дающій возможность непосредственно опредѣлить отношеніе e/E , и этимъ путемъ также показалъ, что $e = E$. Такъ какъ, съ другой стороны, $e/m = 1700 E/M$, то $M = 1700m$, т. е. масса корпускулы составляетъ приблизительно $1/1700$ массы атома водорода.

Во всѣхъ извѣстныхъ намъ случаяхъ, когда отрицательное электричество появляется въ очень разряженномъ газѣ, оно бываетъ въ формѣ корпускулъ, весьма малыхъ тѣлецъ съ постоянной массой и постояннымъ зарядомъ. Съ положительнымъ электричествомъ дѣло обстоитъ совершенно иначе.

Носители положительнаго электричества.

Въ различныхъ явленіяхъ мы встрѣчаемъ также частицы, несущія положительные заряды. Одинъ изъ первыхъ случаевъ этого рода, подвергшихся изслѣдованію, представляютъ собой такъ называемые каналовые лучи (Kanalstrahlen), открытые Гольдштейномъ (Goldstein). Здѣсь передъ вами чрезвычайно разряженная трубка съ катодомъ, въ которомъ пробуравлено большое число отверстій (рис. 6). Когда я пропускаю разрядъ сквозь эту трубку, то съ передней стороны катода, какъ вы видите, устремляются катодные лучи. Но помимо нихъ вы видите другіе лучи, которые устремляются сквозь отверстія черезъ газъ по другую сторону катода; эти лучи

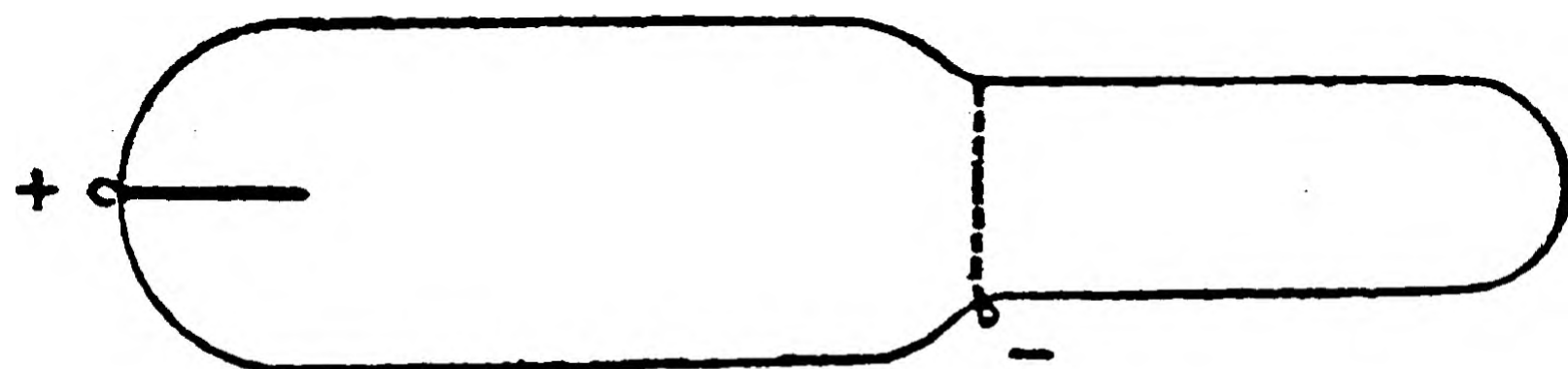


Рис. 6.

были названы каналовыми лучами. Вы замѣчаете, что и они, подобно катоднымъ лучамъ, проходя черезъ газъ, заставляютъ его свѣтиться;

но свѣченіе, вызываемое каналовыми лучами, имѣетъ не тотъ цвѣтъ, что при катодныхъ лучахъ. Это различіе особенно ясно выражается въ геліи, въ которомъ каналовые лучи вызываютъ свѣченіе желтовато-бураго цвѣта, тогда какъ катодные лучи вызываютъ голубоватый цвѣтъ. Но и свѣченіе, вызываемое этими лучами, когда они падаютъ на твердое тѣло, имѣетъ совершенно иной характеръ. Это было особенно хорошо обнаружено тѣмъ, что освѣщали катодными и каналовыми лучами хлористый литій; подъ дѣйствіемъ катодныхъ лучей эта соль испускаетъ свѣтъ голубовато-стального цвѣта со сплошнымъ спектромъ; подъ дѣйствіемъ каналовыхъ лучей соль испускаетъ ярко-красный свѣтъ, а спектръ показываетъ линію литія. Очень интересно отмѣтить тотъ фактъ, что спектральныя линіи щелочныхъ металловъ получаются гораздо легче, когда каналовые лучи падаютъ на соли металла, чѣмъ въ томъ случаѣ, когда они падаютъ на самые металлы; такъ, на примѣръ, когда каналовые лучи бомбардируютъ небольшое количество жидкаго раствора калия и натрія, крапинки окисловъ, находя-

щіяся на поверхности, свѣтятся яркимъ желтымъ свѣтомъ, между тѣмъ какъ свободная отъ окиси поверхность совершенно темна.

Каналовые лучи отклоняются магнитомъ, хотя далеко не въ такой мѣрѣ, какъ катодные лучи; ихъ отклоненіе имѣетъ, кромѣ того, противоположное направленіе, обнаруживая такимъ образомъ, что они несутъ положительные заряды.

Значеніе отношенія e/m для частичекъ въ каналовыхъ лучахъ.

Винъ (Wien) воспользовался методами, описанными выше въ примѣненіи къ катоднымъ лучамъ, для опредѣленія значенія отношенія e/m для частицъ въ каналовыхъ лучахъ. Контрастъ, обнаружившійся въ результатѣ для лучей этихъ двухъ родовъ, весьма интересенъ. Въ случаѣ катодныхъ лучей скорость различныхъ лучей въ одной и той же трубкѣ можетъ быть различна, но отношеніе e/m не зависитъ ни отъ скорости ни отъ природы газовъ и электродовъ. Въ случаѣ каналовыхъ лучей мы находимъ въ одномъ и томъ же пучкѣ лучей не только различныя скорости, но и различныя отношенія e/m . Различіе въ значеніяхъ этого отношенія для катодныхъ лучей и для каналовыхъ лучей также чрезвычайно замѣчательно: для катодныхъ лучей e/m всегда равняется 1.7×10^7 , между тѣмъ для каналовыхъ лучей наибольшее значеніе, какое наблюдалось, есть 10^4 , что совпадаетъ со значеніемъ этого отношенія для іоновъ водорода при электролизѣ разбавленныхъ растворовъ. Если каналовые лучи проходятъ черезъ водородъ, то отношеніе e/m для большей части лучей равно 10^4 ; однако, даже водородъ даетъ лучи, для которыхъ отношеніе e/m гораздо меньше, нежели 10^4 , и которые слабо отклоняются даже весьма сильнымъ магнитнымъ полемъ. Когда каналовые лучи проходятъ чрезъ очень чистый кислородъ, то отношеніе e/m , какъ обнаружилъ Винъ, для наиболѣе отчетливыхъ лучей составляетъ около 750. Эта цифра мало отличается отъ той, которую мы получили бы, если бы зарядъ былъ тотъ же, что и для каналовыхъ лучей въ водородѣ, а масса была бы больше въ томъ же отношеніи, въ какомъ масса атома кислорода больше массы атома водорода. Но вмѣстѣ съ этими лучами кислородъ даетъ другіе, для которыхъ отношеніе e/m еще меньше, а также нѣкоторое количество такихъ лучей, для которыхъ это отношеніе равно 10^4 .

Такъ какъ каналовые лучи, или лучи положительнаго электричества, представляютъ собой многообѣщающее поле для изслѣдованія природы положительнаго электричества, то я недавно произвелъ рядъ опытовъ надъ этими лучами въ различныхъ газахъ; именно, я измѣрялъ отклоненіе, которому они подвергаются подѣ дѣйствіемъ электрическихъ и магнитныхъ силъ, и отсюда выводилъ значенія для e/m и для v . Какъ оказалось, если давленіе газа не слишкомъ низко, яркое пятно, которое получается, когда эти лучи ударяются въ фосфоресцирующій экранъ, отклоняется электрическими и магнитными силами въ растянутую сплошную полосу, какъ показано на рис. 7; эта полоса расположена по обѣ стороны неотклоненной части, но по одну сторону (cc) эта полоса гораздо темнѣе, чѣмъ по другую, и нѣсколько короче. Направленіе отклоненія полосы cc обнаруживаетъ, что она вызвана частицами, несущими отрицательный зарядъ, междѣ тѣмъ какъ болѣе яркая полоса bb обусловливается частицами, заряженными положительно. Частицы съ отрицательными зарядами, вызывающіе полосу cc , не суть корпускулы, какъ это обнаруживаетъ значеніе e/m , которое получается по ихъ отклоненію. Такъ какъ отношеніе это оказывается порядка 10^4 , то мы видимъ, что масса носителя заряда приближается къ массѣ атома, и, слѣдовательно, она несравненно больше, чѣмъ масса корпускулы. Если давленіе очень слабо, часть фосфоресцирующаго пятна, отклоненная въ отрицательномъ направленіи, исчезаетъ; вмѣсто того, чтобы растянуться подѣ дѣйствіемъ электрической и магнитной силъ въ непрерывную полосу, пятно расщепляется на два клочка, какъ показано на рисункахъ 8 и 9; рисунокъ 8 соотвѣтствуетъ чрезвычайно слабому давленію, рисунокъ 9—нѣсколько большому. Для одного изъ этихъ клочковъ наибольшее значеніе дроби e/m составляетъ приблизительно 10^4 , а для другого оно равно 5×10^3 . Форма этихъ клочковъ и соотвѣтствующія значенія дроби e/m остаются тѣми

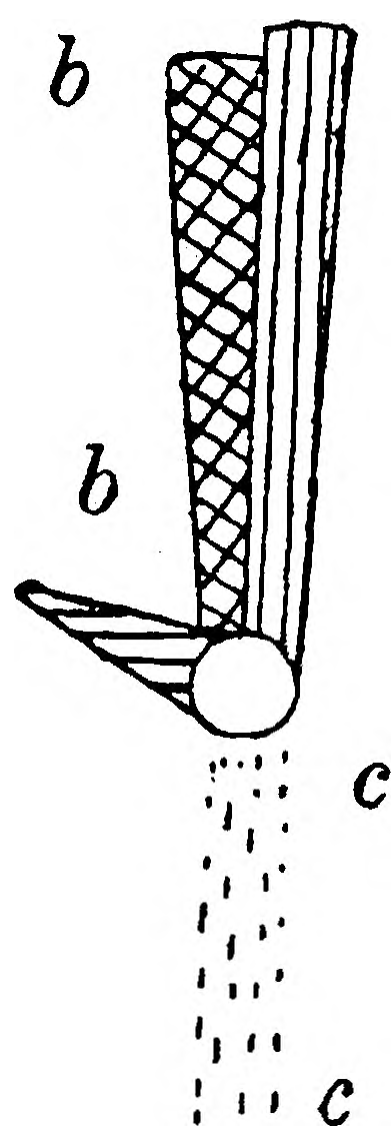


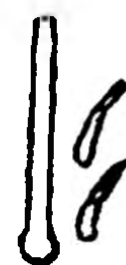
Рис. 7.

Часть, заштрихованная на крестъ, представляетъ отклоненіе подѣ совмѣстнымъ дѣйствіемъ электрической и магнитной силъ; часть, заштрихованная вертикально, представляетъ отклоненіе, вызываемое одной магнитной силой; наконецъ, часть, заштрихованная горизонтально, представляетъ отклоненіе подѣ дѣйствіемъ одной электрической силы.

этихъ клочковъ наибольшее значеніе дроби e/m составляетъ приблизительно 10^4 , а для другого оно равно 5×10^3 . Форма этихъ клочковъ и соотвѣтствующія значенія дроби e/m остаются тѣми

же, наполнена ли трубка вначалѣ воздухомъ, водородомъ или геліемъ.

Другой опытъ, который я произвелъ, заключался въ слѣдующемъ: газъ въ трубкѣ былъ настолько разрѣженъ, что при этомъ давленіи разрядъ черезъ него уже не проходилъ. Затѣмъ я вводилъ въ трубку весьма малое количество газа; благодаря этому давленіе возрастало, и разрядъ могъ пройти чрезъ трубку. Въ трубку вводились слѣдующіе газы: воздухъ, угольная кислота, кислородъ, водородъ, гелій, аргонъ и неонъ, но при всѣхъ этихъ газахъ видъ фосфоресценціи былъ одинъ и тотъ же; всякій разъ получались два пятнышка, для одного изъ которыхъ отношеніе e/m было равно 10^4 , а для другого 5×10^3 . При этомъ весьма слабымъ давленіи напряженіе электрическаго поля въ разрядной трубкѣ весьма велико.



о о

Рис. 8.

Кривые клочки представляютъ отклоненіе подъ совмѣстнымъ дѣйствіемъ электрической и магнитной силъ.

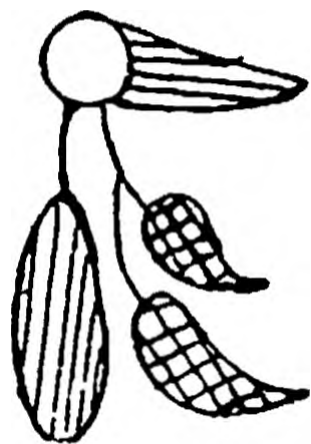


Рис. 9.

Если давленіе въ трубкѣ не слишкомъ низко, то характеръ положительныхъ лучей въ очень значительной степени зависитъ отъ свойствъ газа, наполняющаго трубку. Такъ, напримѣръ, въ воздухѣ при этомъ давленіи фосфоресцирующее пятно растягивается въ прямую полосу, какъ на рисункѣ 7; наибольшее значеніе дроби e/m для этой полосы есть 10^4 . Въ водородѣ при соотвѣтствующихъ давленіяхъ пятно растягивается въ двѣ полосы, какъ на рисункѣ 10; для одной изъ этихъ полосъ наибольшее значеніе дроби e/m есть 10^4 , а для другой оно составляетъ 5×10^3 . Въ геліи мы также получаемъ двѣ полосы, какъ показано на рис. 11; при этомъ въ одной изъ этихъ полосъ наибольшее значеніе дроби e/m , какъ и въ предыдущемъ случаѣ, составляетъ 10^4 , между тѣмъ какъ во второй полосѣ наибольшее значеніе дроби e/m составляетъ только 2.5×10^3 . Мы видимъ отсюда, что отношеніе массъ носителей зарядовъ въ двухъ полосахъ равняется отношенію массъ атомовъ водорода и гелія.



Рис. 10.



Рис. 11.

При нѣкоторыхъ давленіяхъ въ геліи мы получаемъ три полосы, которымъ соотвѣтствуютъ значенія дроби e/m : 10^4 , 5×10^3 и 2.5×10^3 .

Непрерывная полоса, въ которую растягивается фосфоресцирующее пятно, когда давленіе не чрезмѣрно низко, можетъ быть объяснена слѣдующимъ образомъ.

На пути къ экрану лучи должны пройти черезъ газъ, который іонизованъ вслѣдствіе прохожденія черезъ него этихъ лучей; этотъ газъ содержитъ, слѣдовательно, свободныя корпускулы. Частицы, которыя образуютъ лучи, сначала несутся съ зарядомъ положительнаго электричества; на пути черезъ газъ нѣкоторыя изъ нихъ могутъ притянуть корпускулу, отрицательный зарядъ которой нейтрализуетъ положительный зарядъ частицы. Въ этомъ нейтральномъ состояніи частицы могутъ вновь іонизоваться вслѣдствіе столкновенія и пріобрѣсти положительный зарядъ, могутъ также принять на себя новую корпускулу и такимъ образомъ пріобрѣсти отрицательный зарядъ; этотъ процессъ можетъ въ теченіе одного перелета къ экрану повториться нѣсколько разъ. Такимъ образомъ, нѣкоторыя частицы не будутъ имѣть положительнаго заряда все время, въ теченіе котораго онѣ находятся подъ дѣйствіемъ электрическихъ и магнитныхъ силъ, а будутъ часть этого времени въ нейтральномъ состояніи, а часть времени будутъ имѣть даже отрицательный зарядъ. Съ другой стороны, отклоненіе частицы должно быть пропорціонально среднему значенію ея заряда за весь тотъ промежутокъ времени, въ теченіе котораго она подвергалась дѣйствію электрическихъ и магнитныхъ силъ; если частица нѣкоторое время находилась безъ заряда, то ея отклоненіе будетъ меньше, нежели для частицы, которая сохраняла положительный зарядъ за все время своего перелета; что касается тѣхъ, сравнительно немногихъ частицъ, которыя несли отрицательный зарядъ въ теченіе бѣльшаго времени, чѣмъ положительный, то онѣ отклоняются въ противоположномъ направленіи и даютъ слабую фосфоресцирующую полосу, отклоненную въ противоположную сторону отъ главной части.

Весьма замѣчательно и поучительно, что даже тогда, когда приложено весьма большое стараніе, чтобы совершенно удалить изъ трубки водородъ, мы при всевозможныхъ давленіяхъ получаемъ большое количество лучей, для которыхъ отношеніе e/m равно 10^4 , т. е. имѣетъ значеніе, соотвѣтствующее атому водорода; во многихъ случаяхъ это есть единственное опредѣленное значеніе дроби, какое можно наблюдать, такъ какъ непрерывная полоса, въ которой мы

находимъ всѣ значенія e/m , вызывается, какъ мы видѣли, не измѣненіемъ массы m , а измѣненіемъ средняго значенія заряда e .

Если бы присутствіе лучей, для которыхъ e/m равняется 10^4 , должно было всецѣло относиться на счетъ водорода, нѣкоторое количество котораго примѣшано къ газу, наполняющему трубку, а положительныя частицы представляли собой водородъ, іонизуемый корпускулами, выбрасываемыми изъ катода (эта іонизація заключается въ томъ, что корпускула отрывается отъ молекулы), то мы должны были ожидать, что положительно заряженныя частицы представляютъ собой молекулы, а не атомы водорода.

Итакъ, какой бы газъ ни наполнялъ трубку, при очень слабомъ давленіи и при очень интенсивномъ электрическомъ полѣ, мы всегда получаемъ два типа носителей положительнаго электричества. Для одного изъ этихъ типовъ $e/m = 10^4$, а для другого $e/m = 5 \times 10^3$. Послѣднее значеніе соотвѣтствуетъ положительнымъ частицамъ, которыя испускаются радіоактивными веществами. Наиболѣе простое истолкованіе этого результата заключается въ слѣдующемъ: при всѣхъ условіяхъ, какія могутъ имѣть мѣсто, когда разрядъ проходитъ чрезъ трубку съ весьма слабымъ давленіемъ, газъ испускаетъ положительныя частички, которыя сходны съ корпускулами въ томъ отношеніи, что онѣ, какъ и послѣднія, не зависятъ отъ природы извергающаго ихъ газа, но которыя, съ другой стороны, отличаются отъ корпускулъ въ томъ отношеніи, что онѣ имѣютъ массы, приближающіяся къ массѣ атома водорода; между тѣмъ корпускула имѣетъ массу приблизительно въ 1700 разъ меньшую. Положительныя частицы одного типа имѣютъ массу, равную массѣ атома водорода, а частицы второго типа имѣютъ вдвое бѣльшую массу. Опыты, которые я только что описалъ, указываютъ, такимъ образомъ, что при весьма слабомъ давленіи и очень сильномъ электрическомъ полѣ, всѣ положительныя частицы принадлежатъ къ одному изъ этихъ двухъ типовъ.

Какъ мы видѣли, для положительно заряженныхъ частицъ въ каналовыхъ лучахъ, если давленіе газа не падаетъ слишкомъ низко, значеніе дроби e/m зависитъ отъ природы газа, содержащагося въ трубкѣ, и при томъ такимъ образомъ, что наименьшее значеніе m сравнимо съ массой атома водорода; оно, такимъ образомъ, всегда несравненно больше, нежели въ носителяхъ отрицательныхъ зарядовъ катодныхъ лучей. Мы не знаемъ ни одного случая, когда массы ча-

стиць, несущихъ положительный зарядъ, были бы меньше массы атома водорода.

Положительные іоны, испускаемые нагрѣтыми проволоками.

Если металлическую проволоку нагрѣть до краснаго каленія, то она испускаетъ частицы, имѣющія положительный электрическій зарядъ. Я изслѣдовалъ значеніе дроби e/m для этихъ частицъ и нашелъ, что онѣ обнаруживаютъ тѣ же особенности, что и положительные частицы въ каналовыхъ лучахъ. Частицы, испускаемыя проволокой, не всѣ сходны между собой; однѣ изъ нихъ имѣютъ одно значеніе отношенія e/m , другіе другое; но наибольшее значеніе, которое мнѣ пришлось встрѣтить въ своихъ опытахъ, когда проволока была окружена разрѣженнымъ воздухомъ, было 720. Для весьма же многихъ частицъ это отношеніе было значительно меньше, и на нихъ едва дѣйствовало даже весьма сильное магнитное поле.

Положительные іоны, испускаемые радіоактивными веществами.

Различныя радіоактивныя вещества, какъ радій, полоній, ураній и актиній, извергаютъ съ большою быстротой положительно заряженныя частицы, которыя были названы Х-лучами. Значенія дроби e/m для этихъ частицъ были измѣрены Рѣтгерфордомъ (Rutherford), Де-Кудромъ (Des Coudres), Маккензи (Mackenzie) и Гуффомъ (Huff), и для всѣхъ веществъ, изслѣдованныхъ до настоящаго времени (радій и продукты его преобразованія, полоній и актиній), получилось одно и то же значеніе этого отношенія, а именно 5×10^3 , т. е. то же самое, какъ для одного изъ типовъ, которые встрѣчаются въ разрѣженныхъ трубкахъ. Скорость, съ которой несутся частицы, значительно измѣняется отъ одного вещества къ другому. Такъ какъ всѣ эти вещества испускаютъ гелій, то становится, въ первую очередь, очевиднымъ, что частицы α представляютъ собой гелій. Для атома гелія съ однимъ зарядомъ $e/m = 2.5 \times 10^3$. Если, слѣдовательно, частицы α представляютъ собой атомы гелія, то онѣ должны нести двойной зарядъ. Большое значеніе дроби e/m показываетъ, что носители положительнаго электричества должны быть атомами или молекулами нѣкотораго вещества съ малымъ атомнымъ вѣсомъ. Водородъ и гелій суть единственныя вещества, атомный вѣсъ которыхъ настолько малъ, что можетъ подходить къ

значенію $e/m = 5000$; что же касается этихъ двухъ веществъ, то мы знаемъ, что гелій испускается радіоактивными веществами, между тѣмъ какъ относительно аналогичнаго образованія водорода мы не имѣемъ никакихъ данныхъ.

Какъ мы видѣли, положительныя частицы, имѣющія отношеніе $e/m = 5 \times 10^3$, были найдены во всѣхъ разряженныхъ трубкахъ, проводящихъ электрическій разрядъ, когда давленіе въ трубкѣ очень низко; скорость этихъ частицъ гораздо меньше, чѣмъ скорость частицъ α . Изъ изслѣдованій Брагга (Bragg), Клеемана (Kleemann) и Рётгерфорда слѣдуетъ, что частицы α теряютъ свою способность производить іонизацію и фосфоресценцію, когда ихъ скорость, вслѣдствіе прохожденія черезъ поглощающее вещество, падаетъ ниже приблизительно 10^9 см/сек. Интереснымъ пунктомъ въ этомъ результатѣ является то, что въ разрядной трубкѣ положительныя частицы могутъ вызывать іонизацію и фосфоресценцію въ томъ случаѣ, когда скорость ихъ гораздо меньше этой.

Возможно, что это обусловливается тѣмъ, что число частицъ α гораздо меньше, нежели число положительно заряженныхъ частицъ въ разрядной трубкѣ; а такъ какъ частицъ α такъ мало и онѣ такъ далеки другъ отъ друга, то каждая частица въ своей попыткѣ произвести іонизацію или фосфоресценцію не получаетъ поддержки со стороны своихъ коллегъ. Если, слѣдовательно, чтобы вызвать въ нѣкоторой системѣ іонизацію или фосфоресценцію, необходимо затратить на это извѣстное количество энергіи, то вся эта энергія должна исходить отъ одной частицы. Если же, какъ въ разрядной трубкѣ, потокъ частицъ гораздо болѣе концентрированъ, то энергія, требуемая системой, можетъ исходить не отъ одной частицы, а отъ большого количества ихъ, такъ что въ этомъ случаѣ энергія, сообщенная системѣ одной частицей, не бываетъ еще вся затрачена, когда присоединяется дополнительная энергія другой частицы. Такимъ образомъ, дѣйствіе, вызываемое частицами, можетъ накапливаться, и система можетъ, въ концѣ концовъ, получить требуемое количество энергіи отъ многихъ частицъ. Если, такимъ образомъ, той энергіи, какую даетъ только одна частица, можетъ быть, и недостаточно, чтобы вызвать іонизацію или фосфоресценцію, то накопленный эффектъ нѣсколькихъ частицъ можетъ произвести это дѣйствіе.

Внезапная потеря способности къ іонизаціи можетъ объясняться и иначе; именно, способность вызывать іонизацію можетъ зависѣть

отъ наличности электрическаго заряда на частицѣ; когда скорость частицы падаетъ ниже нѣкотораго значенія, то она уже не имѣетъ болѣе возможности ускользнуть отъ отрицательно заряженной корпускулы, проходящей весьма близко отъ нея; она удерживаетъ корпускулу подлѣ себя, какъ спутника и онѣ образуютъ вмѣстѣ электрически нейтральную систему; съ другой стороны, шансы на іонизацію, вслѣдствіе столкновенія, уменьшаются съ возрастаніемъ скорости; если поэтому скорость превосходитъ нѣкоторый предѣлъ, то такая нейтральная система не такъ легко можетъ быть іонизована и не такъ легко можетъ пріобрѣсти электрическій зарядъ, какъ частицы въ разрядной трубкѣ, движущіяся гораздо медленнѣе.

Всѣ эти изслѣдованія свойствъ носителей положительнаго электричества доказываютъ слѣдующее: 1) въ то время, какъ въ весьма разрѣженныхъ газахъ носители отрицательнаго электричества имѣютъ чрезвычайно малую массу, составляющую только около $1/1700$ массы атома водорода, масса носителей положительнаго электричества никогда не бываетъ меньше атома водорода; 2) въ то время, какъ носители отрицательнаго электричества, корпускулы, имѣютъ одну и ту же массу, изъ какого бы источника онѣ ни происходили, носители положительнаго электричества имѣютъ переменную массу: такъ, на примѣръ, въ водородѣ наименьшая изъ положительныхъ частицъ, повидимому, представляетъ собой атомъ водорода; между тѣмъ какъ въ геліи, при не слишкомъ низкомъ давленіи, носители положительнаго электричества частью, во всякомъ случаѣ, представляютъ собой атомы гелія. Всѣ данныя, имѣющіяся въ нашемъ распоряженіи, обнаруживаютъ, что даже въ газахъ, наиболѣе разрѣженныхъ, носителями положительнаго электричества являются тѣла, по меньшей мѣрѣ, того же размѣра, что и атомы; напротивъ, отрицательное электричество имѣетъ носителями корпускулы, тѣла съ постоянной и чрезвычайно малой массой.

Самое простое объясненіе этихъ результатовъ заключается въ томъ, что положительные іоны представляютъ собой атомы или группы атомовъ различныхъ элементовъ, изъ которыхъ удалена одна или нѣсколько корпускулъ; такимъ образомъ, корпускулы являются передатчиками, посредствомъ которыхъ электричество переносится съ одного тѣла на другое. Положительно заряженное тѣло отличается отъ того же тѣла въ неэлектрическомъ состояніи тѣмъ, что оно потеряло нѣкоторое количество своихъ корпускулъ, между тѣмъ какъ

отрицательно заряженное тѣло имѣетъ больше корпускулъ, нежели незаряженное тѣло.

По старой теоріи одной электрической жидкости положительная или отрицательная электризація объяснялась избыткомъ или недостаткомъ «электрической жидкости». Съ точки зрѣнія, изложенной нами, положительная или отрицательная электризація обуславливается недостаткомъ или избыткомъ корпускулъ. Эти двѣ точки зрѣнія представляютъ очень много общаго, если мы допустимъ, что «электрическая жидкость» состоитъ изъ корпускулъ.

Въ корпускулярной теоріи вещества мы предполагаемъ, что атомы элементовъ составлены изъ положительнаго и отрицательнаго электричества, при чемъ отрицательное электричество входитъ въ формѣ корпускулъ. Въ незаряженномъ атомѣ имѣется столько же единицъ положительнаго электричества, сколько и отрицательнаго. Атомъ, несущій одну единицу положительнаго заряда, есть нейтральный атомъ, потерявшій одну корпускулу, между тѣмъ какъ атомъ, содержащій единицу отрицательнаго заряда, есть нейтральный атомъ, принявшій на себя лишнюю корпускулу.

До сихъ поръ не было найдено ни одного положительно наэлектризованнаго тѣла, масса котораго была бы меньше, нежели масса атома водорода. Однако, мы не можемъ еще безъ дальнѣйшаго изслѣдованія заключить отсюда, что масса единицы положительнаго электричества равна массѣ атома водорода, ибо все, что мы знаемъ сводится только къ тому, что заряженная система имѣетъ положительнаго электричества на одну единицу больше, нежели отрицательнаго; всякая система, содержащая n единицъ положительнаго электричества и $n-1$ корпускулъ, удовлетворяетъ этому условію, каково бы ни было значеніе числа n . Прежде, чѣмъ сдѣлать какія-нибудь заключенія относительно массы положительнаго электричества, мы должны что-либо знать относительно числа корпускулъ въ системѣ. Ниже мы сообщимъ методы, при помощи которыхъ можно получить эти свѣдѣнія; здѣсь же мы только укажемъ слѣдующее: эти методы обнаруживаютъ, что число корпускулъ въ атомѣ элемента пропорціонально его атомному вѣсу; оно представляетъ собой кратное, и при томъ не высокое кратное, атомнаго вѣса элемента. Если этотъ результатъ вѣренъ, то въ атомѣ водорода не можетъ быть большаго числа корпускулъ и, слѣдовательно, единицъ положительнаго электричества. А такъ какъ масса корпускулы чрезвычайно

мала по сравненію съ атомомъ водорода, то отсюда слѣдуетъ, что лишь небольшая часть массы атома можетъ обуславливаться корпускулами. Значительнѣйшая часть массы должна, такимъ образомъ, обуславливаться положительнымъ электричествомъ. и, слѣдовательно, единица положительнаго заряда должна имѣть массу бѣльшую по сравненію съ корпускулой—единицей отрицательнаго электричества.

Изъ опытовъ, описанныхъ на страницахъ 18 и 19, мы заключаемъ, что положительное электричество составлено изъ единицъ, которыя не зависятъ отъ природы вещества, несущаго зарядъ.

ГЛАВА II.

Происхождение массы корпускулы.

Происхождение массы корпускулы весьма интересно, такъ какъ теперь доказано, что эта масса обусловлена исключительно электрическимъ зарядомъ корпускулы. Какъ это происходитъ, мы можемъ понять слѣдующимъ образомъ. Если мы сообщимъ незаряженному тѣлу, имѣющему массу M и находящемуся въ покоѣ, скорость V то затраченная на это работа будетъ равна той кинетической энергіи, которую пріобрѣтаетъ тѣло, т. е. $\frac{1}{2} M V^2$. Если же тѣло имѣетъ электрическій зарядъ, то для приведенія его въ движеніе съ той же скоростью придется затратить бо́льшую работу, потому что заряженное тѣло, находясь въ движеніи, порождаетъ магнитную силу; оно окружено магнитнымъ полемъ, а такое поле обладаетъ запасомъ энергіи: такимъ образомъ, чтобы сообщить тѣлу движеніе, нужно сообщать ему какъ кинетическую, такъ и эту магнитную энергію. Если заряженное тѣло движется вдоль прямой OX , то магнитная сила въ точкѣ P перпендикулярна къ плоскости POX ; такимъ образомъ, линіями магнитныхъ силъ служатъ окружности, центры которыхъ ле-

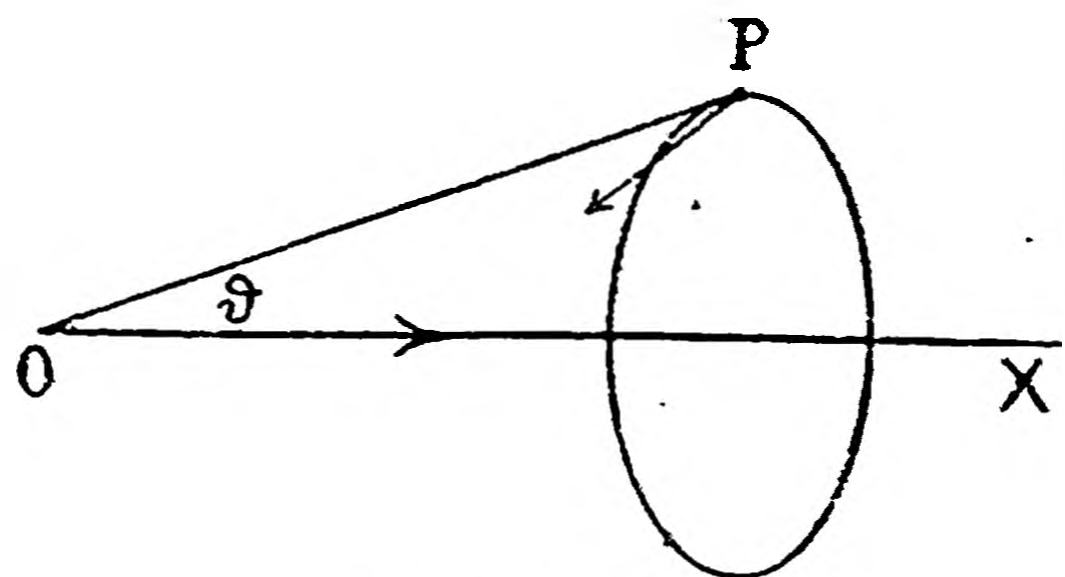


Рис. 12.

жать на прямой OX . Величина силы въ точкѣ P равна $\frac{eV \sin \vartheta}{OP^2}$, гдѣ ϑ обозначаетъ уголъ POX . Но энергія магнитнаго поля, отнесенная къ единицѣ объема, въ какомъ-либо мѣстѣ поля, гдѣ величина магнитной силы равна H , выражается формулой $H^2/8\pi$. Поэтому энергія на единицу объема у точки P , которая обусловливается магнитной силой, вызванной движеніемъ заряда, равна $\frac{1}{8\pi} \frac{e^2 V^2 \sin^2 \vartheta}{OP^4}$; суммируя энергію по всему объему, окружающему зарядъ, мы получимъ величину энергіи въ этомъ магнитномъ полѣ. Если рассматри-

ваемое движущееся тѣло представляет собою шаровой проводникъ съ радіусомъ a , то съ помощью простого вычисленія мы найдемъ, что энергія магнитнаго поля будетъ равна $\frac{1}{3} \frac{e^2}{a} V^2$. Прибавивъ сюда кинетическую энергію шара, мы получимъ то количество энергіи, которое нужно сообщить шару, чтобы привести его въ движеніе; эта величина равна

$$\frac{1}{2} m V^2 + \frac{1}{3} \frac{e^2}{a} V^2,$$

или

$$\frac{1}{2} \left(m + \frac{2}{3} \frac{e^2}{a} \right) V^2.$$

Такъ же выражалась бы кинетическая энергія шара, если бы его масса была равна не m , а $m + \frac{2}{3} \frac{e^2}{a}$. Такимъ образомъ, кажущаяся масса наэлектризованнаго тѣла равна не m , а $m + \frac{2}{3} \frac{e^2}{a}$. Прибавочная масса находится не въ самомъ наэлектризованномъ тѣлѣ, но въ пространствѣ, окружающемъ его: дѣло происходитъ, такимъ образомъ, какъ если бы выходящія изъ заряженнаго тѣла силовыя линіи, проходя черезъ эѳиръ окружающаго пространства, приводили этотъ эѳиръ въ движеніе, такъ что избыточнѣй массой заряженнаго тѣла являлась бы масса эѳира, приведеннаго въ движеніе электрическими силовыми линіями. Чтобы яснѣе представить себѣ происхожденіе прибавочной массы, мы рассмотримъ примѣръ изъ другой области, гдѣ кажущееся увеличеніе массы вызвано болѣе понятными причинами. Предположимъ, что мы сообщили въ пустотѣ шару, имѣющему массу M , скорость V ; работа, которую нужно затратить на это, равна $\frac{1}{2} M V^2$. Если же мы погрузимъ шаръ въ воду, то работа, которую нужно затратить, чтобы привести шаръ въ движеніе съ той же скоростью V , очевидно, превышаетъ работу въ первомъ случаѣ, потому что движеніе шара должно повлечь за собою и движеніе окружающей воды.

Вода будетъ имѣть кинетическую энергію; чтобы сообщить шару движеніе, мы должны доставить ее, какъ и кинетическую энергію самого шара. Сэръ Дж. Стоксъ (George Stokes) показалъ, что энергія воды равна $\frac{1}{2} M_1 V^2$, гдѣ M_1 обозначаетъ массу половины объема воды, вытѣсненной шаромъ. Такимъ образомъ, энергія, нуж-

ная для того, чтобы привести шаръ въ движеніе, равна $\frac{1}{2} (M + M_1) V^2$; явленіе происходитъ такимъ образомъ, какъ будто шаръ имѣетъ не массу M , но массу $M + M_1$; въ многихъ случаяхъ мы можемъ пренебречь дѣйствіемъ воды, если мы примемъ, что масса шара имѣетъ это нарощенное значеніе. Если мы предположимъ, что электрическія силовыя линіи, выходящія изъ заряженнаго тѣла, приводятъ эфиръ въ движеніе, и примемъ, что эфиръ имѣетъ массу, то возникающее, благодаря электризаціи, наращеніе массы очень сходно съ только что разсмотрѣннымъ случаемъ. Увеличеніе массы, обусловленное зарядомъ, равно $\frac{2}{3} \frac{e^2}{a}$; такимъ образомъ, при данной величинѣ заряда увеличеніе массы тѣмъ больше, чѣмъ меньше размѣры тѣла. Но при размѣрахъ обычныхъ тѣлъ это увеличеніе массы, обусловленное электризаціей, совершенно ничтожно въ сравненіи съ обыкновенной массой для всѣхъ зарядовъ, которые мы дѣйствительно имѣемъ возможность воспроизвести. Но, такъ какъ эта добавочная масса быстро возрастаетъ съ уменьшеніемъ размѣровъ тѣла, то является вопросъ, не представляетъ ли собою эта электрическая масса, если можно такъ ее назвать, нашихъ чрезвычайно малыхъ заряженныхъ корпускулъ величину, замѣтную въ сравненіи съ ихъ другой (механической) массою. Мы сейчасъ покажемъ, что это предположеніе справедливо; мало того, въ корпускулахъ и не существуетъ другой массы: вся масса ихъ электрическая.

Методъ, приведшій къ этому результату, заключается въ слѣдующемъ. Распредѣленіе магнитной силы вблизи движущейся заряженной частицы зависитъ отъ скорости частицы; если эта скорость приближается къ скорости свѣта, то распредѣленіе магнитной силы носитъ совершенно иной характеръ, чѣмъ въ случаѣ медленнаго движенія частицы. Быть можетъ, легче всего себѣ это уяснить, если прослѣдить, какъ мѣняется распредѣленіе электрической силы вокругъ заряженнаго тѣла по мѣрѣ того, какъ его скорость постепенно возрастаетъ. Когда тѣло находится въ покоѣ, электрическая сила распредѣлена вокругъ тѣла равномерно, т.-е. на равныхъ расстояніяхъ отъ заряженной частицы, сила сохраняетъ одну и ту же величину, независимо отъ того, находимся ли мы къ востоку, къ западу, къ сѣверу или къ югу отъ частицы; силовыя линіи, исходящія отъ тѣла, расходятся равномерно во всѣ стороны. Если же тѣло находится въ движеніи, то явленіе мѣняется. Когда тѣло движется

вдоль прямой OA (рис. 13), то электрическія силовыя линіи стремятся покинуть области, близко прилегающія къ прямымъ OA и OB , которыя мы будемъ называть полярными, и сгущаются по направленію къ плоскости, проходящей черезъ точку O перпендикулярно къ прямой OA ; области, прилегающія къ этой плоскости, мы будемъ на-

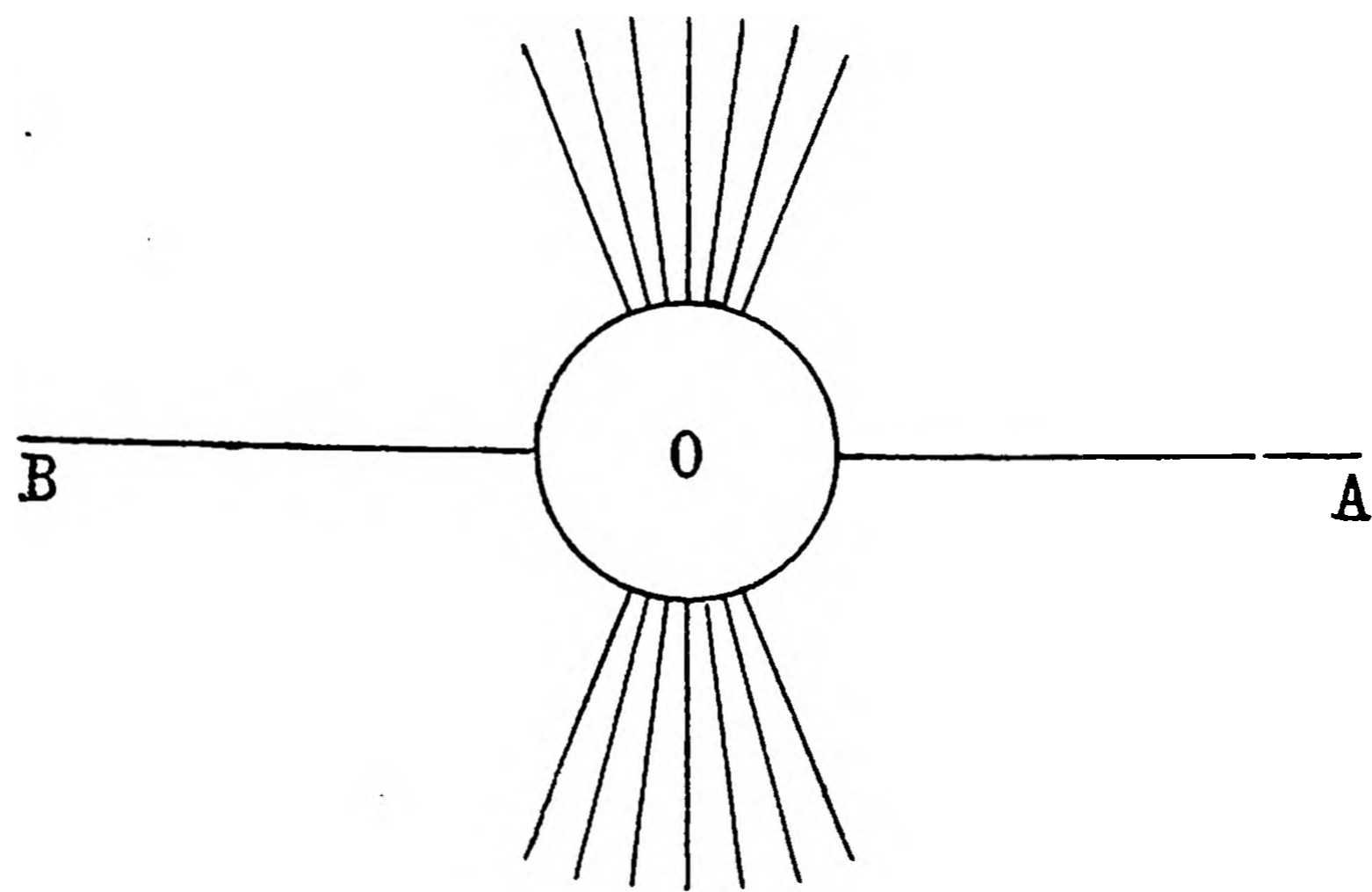


Рис. 13.

зывать экваторіальными областями. Это сгущеніе силовыхъ линій весьма незначительно, пока скорость тѣла ничтожна въ сравненіи со скоростью свѣта; но оно дѣлается весьма замѣтнымъ, когда скорость тѣла мало отличается отъ скорости свѣта; если же тѣло движется со скоростью свѣта, то всѣ сило-

выя линіи покидаютъ область вокругъ прямой OA и сгущаются въ плоскости, проведенной черезъ точку O перпендикулярно къ прямой OA , т. е. силовыя линіи поворачиваются такимъ образомъ, что становятся перпендикулярно къ направленію, въ которомъ движется частица. Результатъ этого сгущенія силовыхъ линій по направленію къ экваторіальной плоскости проявится въ ослабленіи магнитной силы въ полярныхъ областяхъ и въ увеличеніи ея въ экваторіальныхъ. Но полярныя области—это тѣ, въ которыхъ магнитная сила первоначально была слаба, а экваторіальныя—тѣ, въ которыхъ она была велика, такъ что въ результатѣ сгущенія линій получается еще большее увеличеніе силы поля въ тѣхъ мѣстахъ, гдѣ она и раньше была больше, и ослабленіе ея въ областяхъ слабого напряженія. Благодаря этому обстоятельству энергія поля будетъ больше, чѣмъ въ томъ случаѣ, если бы сгущенія не было. Въ этомъ послѣднемъ случаѣ величина

энергіи равна $\frac{1}{3} \frac{e^2 v^2}{a}$, гдѣ e есть зарядъ, v скорость и a —радіусъ

шара. Если же мы примемъ во вниманіе сгущеніе, то величина энер-

гіи равна $\frac{1}{3} \alpha \frac{e^2 v^2}{a}$, гдѣ α равна единицѣ, когда скорость v мала

сравнительно со скоростью свѣта c , но принимаетъ весьма большое значеніе, когда число v приближается къ c . Часть массы, обусло-

вленная существованіемъ заряда, равна $\frac{2}{3} \alpha \frac{e^2}{a}$; такъ какъ число α

зависитъ отъ скорости частицы v , то величина электрической массы зависитъ отъ скорости v , такъ что эта часть массы отличается той особенностью, что величина ея не имѣетъ постояннаго значенія, но зависитъ отъ скорости частицы. Такимъ образомъ, если значительная часть массы корпускулы имѣетъ электрическое происхожденіе, то масса быстро движущейся частицы превышаетъ массу медленно движущейся, тогда какъ, если бы масса была преимущественно механическая, то величина ея не зависѣла бы отъ скорости. Радій испускаетъ корпускулы, движущіяся со скоростями, которыя сравнимы со скоростью свѣта; этимъ обстоятельствомъ удобно, слѣдовательно, воспользоваться, чтобы убѣдиться, имѣетъ ли мѣсто въ дѣйствительности указанное нами увеличеніе массы съ возрастаніемъ скорости корпускулы. Такое изслѣдованіе выполнилъ Кауфманъ; онъ измѣрилъ величину отношенія e/m , соотвѣтствующую различнымъ скоростямъ корпускулъ, испускаемыхъ радіемъ. Значеніе коэффиціента α , который выражаетъ дѣйствіе скорости на массу, мы можемъ вычислить. Величина его въ нѣкоторой степени мѣняется въ зависимости отъ тѣхъ предположеній, которыя мы дѣлаемъ относительно распредѣленія электричества въ корпускулѣ; значенія этой величины слегка отличаются другъ отъ друга, смотря по тому, приемъ ли мы, что электричество распредѣлено по поверхности шарового проводника радіуса a , или же, что оно фиксировано на поверхности непроводящаго шара такого же радіуса, или, наконецъ, равномерно распредѣлено по всему объему такого же шара. Чтобы вычислить эти различныя значенія, мы должны предположить, что зарядъ сферы раздѣленъ на меньшія части, и что всѣ эти маленькія части подчиняются обычнымъ законамъ электростатики. Однако, если мы предполагаемъ, что зарядъ корпускулы представляетъ собою единицу отрицательнаго электричества, то нельзя предположить, что меньшія части будутъ подчиняться обычнымъ законамъ электростатическаго притяженія.

Простѣйшее допущеніе, которое мы можемъ сдѣлать, заключается, быть можетъ, въ томъ, что энергія имѣетъ такую же величину, какъ на наружной сторонѣ шара радіуса a , который движется со скоростью V и съ зарядомъ e въ центрѣ. Я вычислилъ значенія коэффиціента α , исходя изъ указаннаго предположенія. Результаты даны въ нижеслѣдующей таблицѣ. Первый столбецъ этой таблицы содержитъ скорости корпускулъ, надъ которыми произво-

диль свои изслѣдованія Кауфманъ; второй столбецъ содержитъ найденныя Кауфманомъ отношенія массы корпускулы, движущейся съ такой скоростью, къ массѣ медленно движущейся корпускулы; третій столбецъ содержитъ значенія коэффиціента α , вычисленныя согласно вышеуказанной гипотезѣ.

Скорость корпускулы	Отношеніе массы къ со- отвѣтствующей массѣ медленно движущейся корпускулы	α
2.85×10^{10} см/сек	3.09	3.1
2.72×10^{10} см/сек	2.43	2.42
2.59×10^{10} см/сек	2.04	2.0
2.48×10^{10} см/сек	1.83	1.66
2.36×10^{10} см/сек	1.65	1.5

Вы видите, что второй и третій столбцы почти тождественны; но второй столбецъ выражаетъ увеличеніе всей массы, тогда какъ третій столбецъ указываетъ увеличеніе электрической массы. Мы видимъ, что обѣ эти величины практически равны другъ другу; отсюда мы заключаемъ, что вся масса корпускулы электрическая. Эта электрическая масса находится не въ самой корпускулѣ, но возникаетъ въ пространствѣ, окружающемъ корпускулу. Съ нашей точки зрѣнія можно, слѣдовательно, сказать, что каждая корпускула простирается на всю вселенную: интересно сопоставить этотъ выводъ съ догматическимъ положеніемъ, что два тѣла не могутъ занимать одну и ту же часть пространства.

Исходя изъ заключенія, что вся масса имѣетъ электрическое происхожденіе, мы можемъ вычислить объемъ корпускулы; обозначая массу ея черезъ m , мы имѣемъ:

$$m = \frac{2}{3} \frac{e^2}{a}.$$

Но мы видѣли, что отношеніе $e/m = 1.7 \times 10^7$, и что e въ электромагнитной системѣ измѣренія выражается числомъ 10^{20} . Подставляя эти числа, мы найдемъ, что радіусъ a корпускулы равенъ 10^{-13} см. Радіусъ атома обыкновенно принимаютъ равнымъ приблизительно 10^{-8} см, такъ что радіусъ корпускулы составляетъ лишь одну стотысячную часть радіуса атома. Потенціальная энергія, обусловленная зарядомъ, равна $\frac{1}{2} \frac{e^2}{a}$, если черезъ V обозначимъ ско-

рость свѣта; величина этой потенціальной энергіи почти равна кинетической энергіи частицы лучей α , которая движется со скоростью, составляющей приблизительно одну пятидесятую часть скорости свѣта.

Существованіе корпускулъ доказывается явленіемъ Зеемана

Весьма замѣчательное подтвержденіе существованія корпускулъ мы находимъ въ дѣйстви магнитнаго поля на линіи спектра,—въ такъ называемомъ явленіи Зеемана. Зееманъ открылъ, что, если свѣтящееся тѣло, которое даетъ спектръ, помѣститъ въ интенсивномъ магнитномъ полѣ, то многія спектральныя линіи, первоначально простыя, разлагаются на три или болѣе составляющихъ. Простѣйшій случай, когда первоначально простая линія разлагается на три составляющія, имѣетъ мѣсто, если мы смотримъ на тѣло въ направленіи, перпендикулярномъ къ магнитнымъ силовымъ линіямъ; средняя линія занимаетъ первоначальное положеніе, а двѣ боковыя отходятъ отъ нея на разстоянія, пропорціональныя магнитной силѣ. Всѣ эти линіи прямолинейно поляризованы, при чемъ плоскость поляризаціи средней линіи составляетъ прямой уголъ съ плоскостями поляризаціи боковыхъ линій. Если же мы будемъ разсматривать ту же линію въ направленіи, параллельномъ магнитнымъ силовымъ линіямъ, то средняя линія будетъ отсутствовать, а двѣ боковыя линіи будутъ поляризованы круговымъ образомъ въ противоположныхъ направленіяхъ.

Теорія этого простого случая, впервые данная Лоренцомъ, состоитъ въ слѣдующемъ. Допустимъ, что колеблющаяся система, дающая эту линію, представляетъ собою заряженное тѣло, которое совершаетъ колебанія подъ дѣйствиемъ силы, прямо пропорціональной разстоянію колеблющейся частицы отъ неподвижной точки, при чемъ направленіе силы постоянно проходитъ черезъ эту точку. Допустимъ, что точка O изображаетъ неподвижный центръ, а точка P —наэлектризованное тѣло; предположимъ, что послѣднее описываетъ круговую орбиту вокругъ точки O ; черезъ m обозначимъ массу тѣла, а

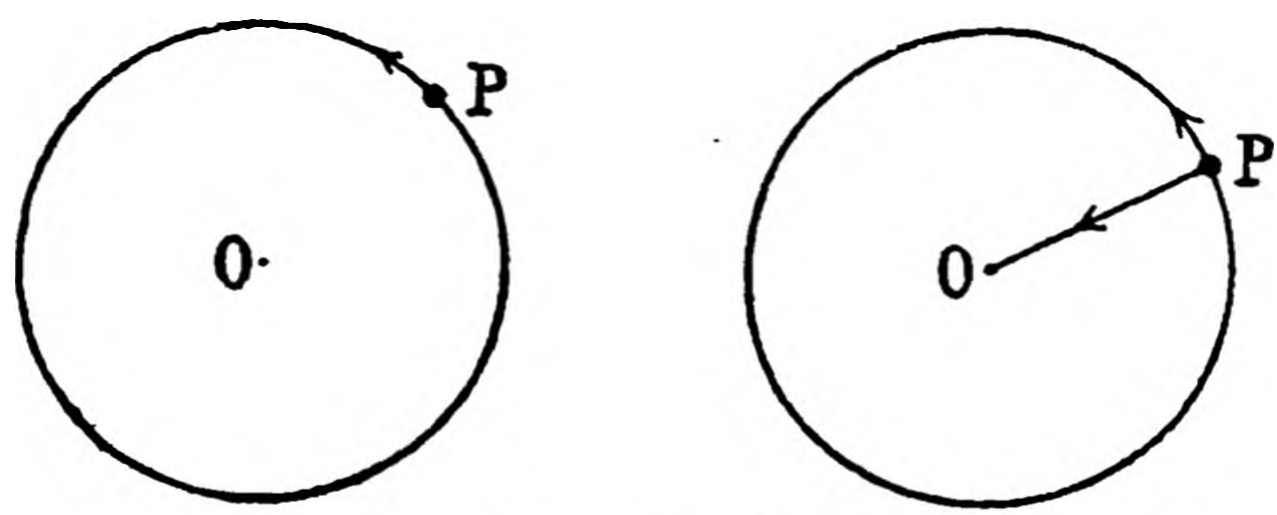


Рис. 14.

дѣйствующую на него силу μ выразимъ черезъ $\mu \cdot OP$; тогда нормальное ускореніе по направленію къ центру O будетъ равно v^2/OP , гдѣ v есть скорость тѣла. Но произведеніе изъ массы тѣла на радіальное ускореніе

равно дѣйствующей по направленію радіуса силѣ $\mu \cdot OP$; слѣдовательно,

$$\frac{m v^2}{OP} = \mu \cdot OP.$$

Если мы обозначимъ угловую скорость черезъ ω , то $v = \omega \cdot OP$; слѣдовательно, $\omega^2 = \frac{\mu}{m}$, или $\omega = \sqrt{\frac{\mu}{m}}$.

Время колебанія, т. е. промежутокъ, въ теченіе котораго радіусъ OP совершаетъ полный оборотъ, равно $2\pi/\omega$; поэтому число ω , которое называется частотой колебаній, *) пропорціонально числу колебаній въ секунду. Въ данномъ случаѣ частота колебаній, очевидно, имѣетъ одну и ту же величину независимо отъ того, движется ли тѣло P вокругъ точки O въ направленіи часовой стрѣлки или же въ противоположномъ. Предположимъ, что на заряженное тѣло P дѣйствуетъ магнитная сила, направленная сверху внизъ перпендикулярно къ плоскости чертежа. Какъ мы уже знаемъ, на заряженное тѣло, которое движется въ магнитномъ полѣ, дѣйствуетъ сила, перпендикулярная какъ къ направленію движенія, такъ и къ направленію магнитной силы и равная по величинѣ $Hev \sin \vartheta$, гдѣ H есть напряженіе магнитнаго поля, e зарядъ тѣла, v скорость его, а ϑ есть уголъ между направленіями v и H .

Допустимъ теперь, что заряженная частица описываетъ окружность вокругъ центра O въ направленіи, указанномъ стрѣлкой, а магнитная сила направлена сверху внизъ перпендикулярно къ плоскости чертежа. Въ данномъ случаѣ сила, обусловленная магнитнымъ полемъ, направлена по радіусу отъ окружности къ центру и равна Hev , такъ что къ радіальной силѣ $\mu \cdot OP$ присоединяется еще сила Hev ; такъ какъ величина радіальной силы равна произведенію изъ массы на радіальное ускореніе, то мы имѣемъ уравненіе:

$$m \frac{v^2}{OP} = \mu \cdot OP + Hev. \quad (1)$$

Подставляя сюда $\omega \cdot OP$ вмѣсто v , получимъ:

$$\omega^2 = \frac{\mu}{m} + \frac{He\omega}{m}, \text{ или } \omega = \frac{1}{2} \frac{He}{m} + \sqrt{\frac{\mu}{m} + \frac{H^2 e^2}{4 m^2}};$$

*) Подъ «частотой колебаній» обыкновенно разумѣютъ $1/T$, т. е. число колебаній въ одну секунду, которому число $\omega = 2\pi/T$ пропорціонально. Однако, такъ какъ авторъ называетъ число ω «frequency of the vibration», такъ какъ, съ другой стороны, число $1/T$ можно называть просто «числомъ колебаній», то мы перевели терминъ автора дословно—«частота колебаній».

Мы видимъ, что значеніе величины ω теперь больше, чѣмъ раньше; если же отношеніе μ/m велико въ сравненіи съ величиной He/m , то, обозначивъ его черезъ ω_0^2 , мы получимъ приближенную формулу:

$$\omega = \omega_0 + \frac{1}{2} \frac{He}{m};$$

ω_0 выражаетъ частоту колебаній въ случаѣ отсутствія магнитнаго поля; такимъ образомъ, измѣненіе этой величины, которое въ данномъ случаѣ является приращеніемъ, равно $\frac{1}{2} \frac{He}{m}$.

Предположимъ теперь, что P описываетъ окружность въ противоположномъ направленіи; тогда, вслѣдствіе перемѣны направленія движенія, сила, порождаяемая магнитнымъ полемъ, также мѣняетъ направленіе: теперь она направлена отъ центра къ окружности, и вмѣсто уравненія (1) мы имѣемъ слѣдующее:

$$\frac{mv^2}{OP} = \mu \cdot OP - Hev.$$

Преобразуя его аналогично уравненію (1), мы получимъ слѣдующій результатъ:

$$\omega = \omega_0 - \frac{1}{2} \frac{He}{m}.$$

Такимъ образомъ, частота колебанія въ этомъ направленіи настолько же уменьшается, насколько она увеличивается въ противоположномъ направленіи. Заряженное тѣло въ одномъ направленіи будетъ, слѣдовательно, вращаться быстрѣе, чѣмъ въ другомъ. Слѣдующій опытъ представитъ намъ механическую иллюстрацію даннаго явленія. Чечевицей конического маятника

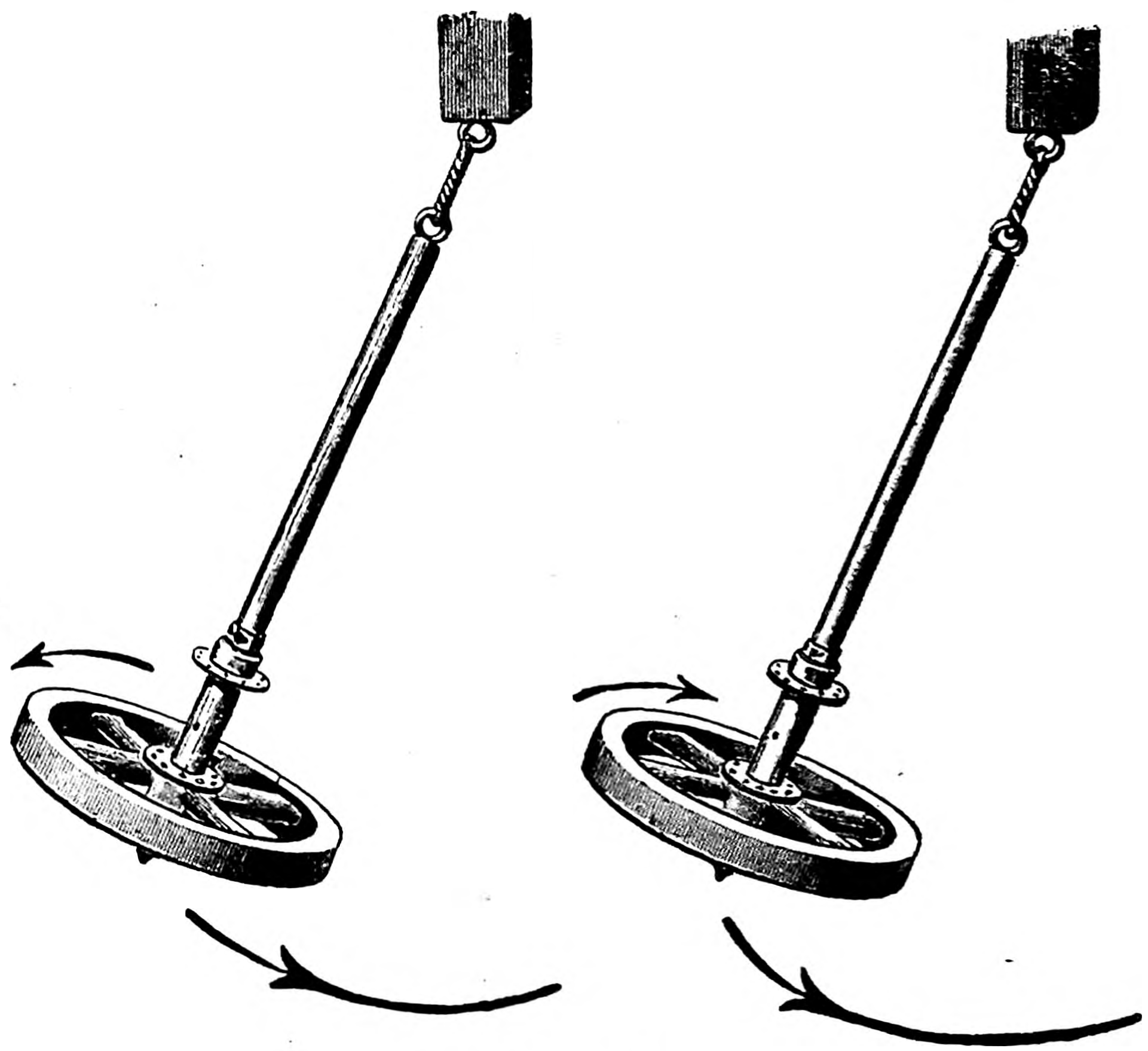


Рис. 15.

служитъ маховикъ, которому можно сообщить вращательное движеніе

вокругъ его оси. Когда маховикъ вращается, на чечевицу маятника дѣйствуетъ сила, перпендикулярная кънаправленію движенія чечевицы и прямо пропорціональная ея скорости; она, слѣдовательно, аналогична силѣ, съ которой магнитное поле дѣйствуетъ на заряженную частицу. Радіальная сила, дѣйствующая на наэлектризованную частицу, представлена здѣсь той слагающей силы тяжести, которая направлена перпендикулярно къ оси маятника. Я заставляю эту систему двигаться подобно коническому маятнику, при чемъ маховикъ у меня пока не вращается вокругъ своей оси. Какъ и слѣдовало ожидать, маятникъ вращается съ одинаковой скоростью какъ по направленію часовой стрѣлки, такъ и въ противоположномъ направленіи. Теперь я заставляю маховикъ быстро вращаться и повторяю опытъ. Вы видите, что теперь маятникъ вращается въ одномъ направленіи замѣтно быстрѣе, чѣмъ въ противоположномъ, и что съ наибольшей скоростью онъ движется въ томъ направленіи, въ которомъ вращается маховикъ. Изъ этихъ соображеній мы заключаемъ, что при отсутствіи магнитнаго поля корпускула имѣетъ одинаковую частоту колебанія, въ какую бы сторону мы ее ни смѣстили, но явленіе мѣняется, если помѣстить корпускулу въ магнитное поле. Если мы перемѣстимъ корпускулу такимъ образомъ, чтобы она двигалась по направленію магнитныхъ силовыхъ линій, то сила, съ которой магнитное поле дѣйствуетъ на корпускулу, будетъ равна нулю, такъ какъ она пропорціональна синусу угла между магнитной силой и направленіемъ движенія частицы; въ этомъ случаѣ частота колебаній будетъ такова же, какъ и при отсутствіи поля. Если же корпускула колеблется въ плоскости, перпендикулярной къ магнитнымъ силовымъ линіямъ, то частота будетъ равна $\omega + \frac{1}{2} \frac{He}{m}$, когда вращеніе происходитъ въ одномъ направленіи, и $\omega - \frac{1}{2} \frac{He}{m}$ при вращеніи въ обратную сторону. Такимъ образомъ, въ магнитномъ полѣ корпускулы колеблются съ тремя различными частотами колебаній ω , $\omega + \frac{1}{2} \frac{He}{m}$ и $\omega - \frac{1}{2} \frac{He}{m}$; одна изъ нихъ имѣетъ ту же величину, какъ и при отсутствіи магнитнаго поля. Въ спектроскопѣ мы увидимъ поэтому три линіи вмѣсто одной, при чемъ средняя линія занимаетъ первоначальное положеніе. Будемъ теперь разсматривать корпускулу въ направленіи магнитной силы; колебанія, соотвѣтству-

ющія линіямъ, которыя остались не смѣщенными, происходятъ въ направленіи магнитныхъ силовыхъ линій; но, какъ извѣстно, наэлектризованная колеблющаяся частица не испускаетъ свѣта въ томъ направленіи, по которому она совершаетъ свои колебанія; поэтому глазъ, расположенный вдоль магнитной силовой линіи, проходящей черезъ корпускулу, не увидитъ свѣта. Такимъ образомъ, въ этомъ случаѣ средняя линія будетъ отсутствовать, между тѣмъ какъ двѣ боковыя линіи, соотвѣтствующія круговымъ орбитамъ, описываемымъ корпускулой въ двухъ противоположныхъ направленіяхъ, дадутъ свѣтъ, поляризованный круговымъ образомъ. Направленіе вращенія, соотвѣтствующаго тѣмъ линіямъ, частота колебаній которыхъ превышаетъ частоту неизмѣннаго свѣта, показываетъ, что свѣтъ этихъ линій производится отрицательно заряженными частицами. Измѣряя смѣщеніе линій, мы можемъ опредѣлить измѣненіе частоты, т. е.

$\frac{1}{2} \frac{He}{m}$; если же мы знаемъ величину H , то мы можемъ найти отношеніе e/m . Такимъ путемъ Зееманъ нашелъ, что отношеніе e/m есть число того же порядка, что 10^7 , т. е. равно числу, найденному непосредственными методами, описанными выше. Полученныя такимъ образомъ значенія отношенія e/m не для всѣхъ линій спектра одинаковы; но если разбить эти линіи на группы по методу Пашена (Paschen) и Рунге (Runge), то для различныхъ линій одной и той же группы отношеніе e/m имѣетъ одну и ту же величину.

Смѣщеніе линій, производимое магнитнымъ полемъ, пропорціонально отношенію e/m ; поэтому въ томъ случаѣ, когда свѣтъ вызванъ колебаніями корпускулы, смѣщеніе болѣе чѣмъ въ тысячу разъ превышаетъ перемѣщеніе линіи, вызванной колебаніями любого изъ извѣстныхъ намъ положительныхъ іоновъ. Уже въ томъ случаѣ, когда отношеніе e/m равно 10^7 , смѣщеніе можно обнаружить лишь посредствомъ чрезвычайно чувствительнаго аппарата: обнаружить же одну тысячную часть такого смѣщенія мы совершенно не въ состояніи при тѣхъ средствахъ, которыми теперь располагаемъ; отсюда мы можемъ заключить, что въ тѣхъ линіяхъ, въ которыхъ мы наблюдаемъ явленіе Зеемана (а въ линейчатыхъ спектрахъ, въ отличіе отъ полосовыхъ, это явленіе въ большей или меньшей степени всегда можно обнаружить у всѣхъ линій), свѣтъ является резуль татомъ колебаній корпускулъ, а не атомовъ.

Какъ методъ изслѣдованія структуры атома и природы колеблющихся системъ въ свѣтящемся газѣ, явленіе Зеемана имѣетъ такую важность, что желательно нѣсколько подробнѣе остановиться на тѣхъ заключеніяхъ, которыя можно вывести изъ этого явленія. Прежде всего замѣтимъ, что явленіе Зеемана присуще лишь колебаніямъ особеннаго типа. Мы разсмотрѣли тотъ простѣйшій случай, когда корпускула притягивается къ центру O (рис. 14) силой, пропорціональной разстоянію OP ; эта сила имѣетъ одинаковую величину по всѣмъ направленіямъ; такъ что, если мы смѣстимъ корпускулу изъ точки O и предоставимъ ей двигаться, то она будетъ колебаться съ однимъ и тѣмъ же періодомъ, въ какую бы сторону мы ее ни смѣстили; на такой частицѣ можно наблюдать явленіе Зеемана. Но если бы сила, дѣйствующая на корпускулу, въ различныхъ направленіяхъ имѣла неодинаковую величину, такъ что время колебанія корпускулы зависѣло бы отъ направленія, въ которомъ она была смѣщена, то такія колебанія не давали бы явленія Зеемана. Вліяніе магнитной силы было бы здѣсь совершенно ничтожнаго порядка по сравненію съ предыдущимъ случаемъ. Одна частица, помѣщенная въ силовомъ полѣ, самаго общаго типа, можетъ колебаться съ тремя различными періодами, и, такимъ образомъ, можетъ давать спектръ, содержащій три линіи; но, если бы мы помѣстили такую частицу въ магнитномъ полѣ, то эти линіи не обнаруживали бы явленія Зеемана. Вліяніе магнитной силы могло бы сказаться лишь въ измѣненіи періодовъ на не-

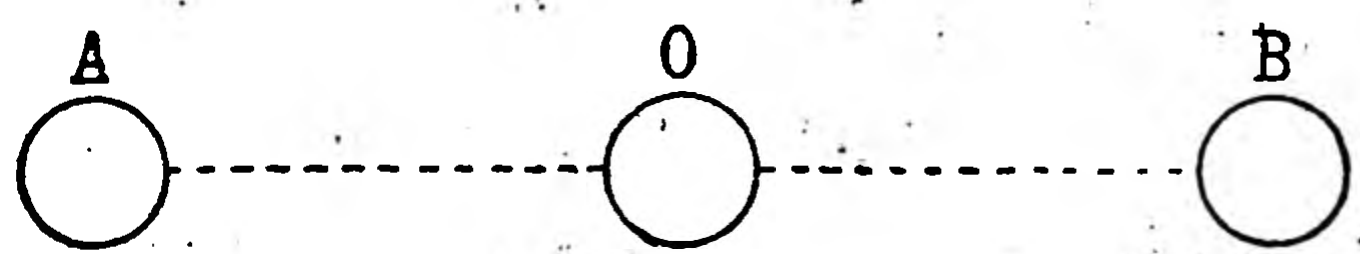


Рис. 16.

значительную величину, ничтожную въ сравненіи съ тѣмъ, что мы наблюдаемъ въ явленіи Зеемана. Разложеніе линій на три составляющія здѣсь не могло бы произойти: явленіе Зеемана обнаруживается лишь въ томъ частномъ случаѣ, когда всѣ періоды становятся равными. Мы легко можемъ представить себѣ такіе случаи, когда и нѣкоторыя линіи даютъ явленіе Зеемана, а другія его не даютъ. Разсмотримъ случай, когда двѣ корпускулы A и B притягиваются къ точкѣ O (рис. 16) и отталкиваются другъ отъ друга; онѣ будутъ въ равновѣсіи, когда ихъ взаимное отталкиваніе будетъ уравновѣшиваться притяженіемъ къ точкѣ O . Въ самомъ общемъ случаѣ мы имѣли бы шесть различныхъ значеній частоты колебаній

(каждая корпускула давала бы три), но ни одно изъ нихъ не даетъ явленія Зеемана.

Въ томъ частномъ случаѣ, когда сила, съ которой дѣйствуетъ точка O , одинакова по всѣмъ направленіямъ, три изъ этихъ значеній совпадаютъ, два другія исчезаютъ, и еще остается одно отдѣльное. Спектръ сводится къ двумъ линіямъ, изъ коихъ одна (та, которая возникаетъ изъ сліянія трехъ линій) обнаруживаетъ нормальное явленіе Зеемана; въ другой же явленіе не происходитъ вовсе. Въ болѣе сложныхъ системахъ мы можемъ встрѣтить нѣсколько линій, обнаруживающихъ явленіе Зеемана, наряду съ нѣсколькими другими линіями, въ коихъ оно не имѣетъ мѣста. Когда явленіе Зеемана обнаруживается въ нѣсколькихъ линіяхъ, его интенсивность можетъ измѣняться отъ линіи къ линіи. Разсмотримъ, на примѣръ, случай, когда четыре частицы взаимно отталкиваются, и всѣ притягиваются къ одной точкѣ O . Въ самомъ общемъ случаѣ въ этой системѣ частота колебаній имѣла бы двѣнадцать различныхъ значеній, по три на каждую корпускулу; пока между этими значеніями нѣтъ равныхъ, ни одно не даетъ явленія Зеемана. Если же сила, исходящая изъ точки O , одинакова по всѣмъ направленіямъ, то образуются двѣ группы, по три въ каждой, съ соотвѣтственно равными значеніями частоты колебаній; три значенія обращаются въ нуль, два другихъ совпадаютъ, а одно остается особнякомъ; эти двѣнадцать значеній теперъ сводятся къ четыремъ: обѣ линіи, соотвѣтствующія двумъ тройнымъ группамъ, даютъ явленіе Зеемана, но не въ одинаковой степени. Измѣненіе частоты колебаній въ одной линіи имѣетъ нормальную величину $\frac{1}{2} \frac{He}{m}$, тогда какъ въ другой линіи соотвѣтствующая величина вдвое меньше. Остальныя линіи не обнаруживаютъ явленія Зеемана. Читатель, интересующійся даннымъ вопросомъ, найдетъ примѣры другихъ системъ, иллюстрирующихъ это явленіе, въ статьѣ автора, помѣщенной въ *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, vol. XIII p. 39.

Замѣчательно то обстоятельство, что, насколько намъ извѣстно, всѣ линіи линейчатаго спектра обнаруживаютъ явленіе Зеемана. Быть можетъ, это происходитъ оттого, что во всѣхъ этихъ случаяхъ колеблющіяся системы представляютъ собою одиночныя корпускулы: если онѣ и подвержены вліянію сосѣднихъ, то лишь въ весьма незначительной степени; или же возможно, что эти линіи порождаютъ

ся колебаніями болѣе сложныхъ системъ, но излученіе, соотвѣтствующее тѣмъ величинамъ частоты колебаній, которыя по этой теоріи не должны были бы дать явленія Зеемана, лишь съ большимъ трудомъ можетъ выходить изъ колеблющейся системы.

Примѣръ послѣдняго рода мы имѣемъ въ случаѣ двухъ корпускулъ, представленныхъ на рис. 16; колебаніе, не дающее явленія Зеемана, соотвѣтствуетъ тому случаю, когда точка O находится въ покоѣ, а точки A и B приближаются къ ней или отдаляются отъ нея съ равными скоростями; такимъ образомъ, заряженныя корпускулы движутся съ равными скоростями въ противоположныя стороны, и на нѣкоторомъ разстояніи отъ точки O , большемъ въ сравненіи съ разстояніями OA и OB , ихъ дѣйствія взаимно уничтожаются. Съ другой стороны, колебанія, дающія явленія Зеемана, соотвѣтствуютъ тому случаю, когда корпускулы A и B движутся въ одномъ и томъ же направленіи, такъ что дѣйствія ихъ усиливаютъ другъ друга, и излученіе, которое возникаетъ благодаря этому колебанію, значительно интенсивнѣе, чѣмъ для другихъ колебаній. Такимъ образомъ, это колебаніе можетъ вызвать видимое излученіе, тогда какъ другое колебаніе такого излученія не даетъ. Наибольшее дѣйствіе на разстояніе соотвѣтствуетъ такому колебанію системы корпускулъ, когда скорости всѣхъ движущихся корпускулъ равны по величинѣ и направленію; легко показать, что въ этомъ случаѣ дѣйствіе магнитнаго поля будетъ состоять въ увеличеніи или въ уменьшеніи всѣхъ значеній частоты колебаній на нормальную величину $\frac{1}{2} \frac{He}{m}$.

Разсмотримъ еще случай, когда явленіе Зеемана отличается необычайной интенсивностью. Представимъ себѣ, что двѣ корпускулы A и B движутся по окружности съ постоянной угловой скоростью ω , оставаясь все время на противоположныхъ концахъ діаметра; въ такомъ случаѣ частота колебаній оптического или магнитнаго дѣйствія системы будетъ не ω , но 2ω ; для того, чтобы система вернулась къ первоначальному состоянію, каждой частицѣ приходится пробѣгать лишь половину окружности. Если мы помѣстимъ систему въ магнитномъ полѣ, гдѣ силовыя линіи перпендикулярны къ плоскости круга, то угловая скорость ω обратится въ $\omega + \frac{1}{2} \frac{He}{m}$, а частота колебаній системы будетъ равна $2\omega + \frac{He}{m}$; а слѣдовательно,

приращение частоты колебаний равно $\frac{He}{m}$, т. е. в два раза превышает обычную величину.

ГЛАВА III.

Свойства корпускулы.

Послѣ того, какъ мы доказали существованіе корпускулъ, будетъ цѣлесообразно дать здѣсь краткую сводку ихъ свойствъ, чтобы ниже было удобно на нихъ ссылаться.

Магнитная сила, вызываемая корпускулами.

Движущаяся корпускула вызываетъ вокругъ себя магнитное поле. Если корпускула движется равномерно по прямой линіи со

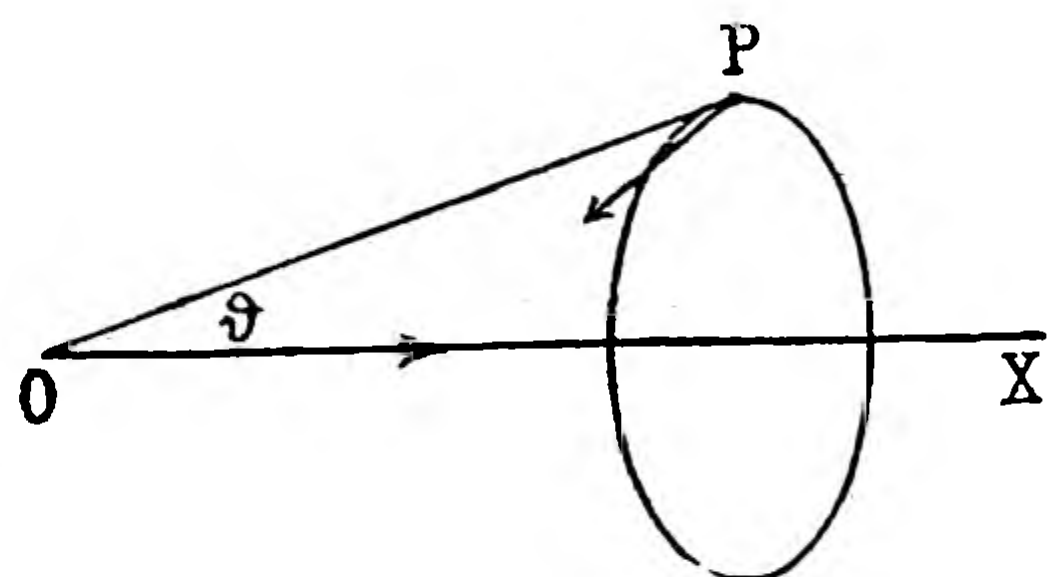


Рис. 17.

скоростью v , незначительной въ сравненіи со скоростью свѣта, то вокругъ нея образуется магнитное поле; магнитныя силовыя линіи этого поля представляютъ собою окружности, имѣющія общей центральной осью прямую, по которой движется корпускула;

величина силы въ точкѣ P равна $\frac{ev}{R^2} \sin \theta$, гдѣ e есть зарядъ движущейся частицы O , а θ есть уголъ между прямой OP и прямой OX , по которой движется корпускула. Сила въ точкѣ P (рис. 17) перпендикулярна къ плоскости POX и направлена внизъ отъ плоскости чертежа, если въ направленіи OX движется отрицательно заряженная частица. Такимъ образомъ, вдоль прямой, по которой движется корпускула, магнитная сила равна нулю; наибольшую же величину она имѣетъ въ плоскости, проходящей черезъ точку O перпендикулярно къ прямой OX ; сила распредѣлена симметрично относительно этой плоскости.

Если скорость равномерно движущейся частицы настолько велика, что становится сравнимой со скоростью c свѣта, то напряженіе магнитной силы въ точкѣ P выражается болѣе сложной формулой:

$$\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \frac{ev \sin \vartheta}{r^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \vartheta\right)} \frac{3}{2}.$$

Направленіе силы то же, что и прежде. Съ увеличеніемъ скорости магнитная сила дѣлается относительно слабѣе въ частяхъ поля вблизи прямой OX и интенсивнѣе вблизи экваторіальной плоскости; когда же скорость корпускулы равна скорости свѣта, магнитная сила равна нулю во всемъ полѣ за исключеніемъ экваторіальной плоскости, гдѣ величина ея безпредѣльно велика.

Электрическое поле вокругъ движущейся корпускулы.

Электрическая сила въ точкѣ P направлена по прямой OP ; съ какой бы скоростью частица ни двигалась, между электрической силой E и магнитной H существуетъ соотношеніе:

$$c^2 H = v E \sin \vartheta;$$

поэтому, когда частица движется медленно, то

$$E = \frac{e c^2}{r^2},$$

т. е. значеніе E такое же, какъ и въ томъ случаѣ, когда частица находится въ покоѣ (нужно помнить, что зарядъ e измѣряется въ электромагнитныхъ единицахъ).

Если корпускула движется съ бѣльшей скоростью, то мы получаемъ формулу:

$$E = (c^2 - v^2) \frac{e}{r^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \vartheta\right)} \frac{3}{2};$$

въ этомъ случаѣ электрическая сила уже не распредѣляется равномерно по всему полю: вблизи экваторіальной плоскости она интенсивнѣе, чѣмъ въ полярныхъ областяхъ вблизи прямой OX . Когда же корпускула движется со скоростью свѣта, всѣ электрическія силовыя линіи находятся въ плоскости, проходящей черезъ точку O перпендикулярно къ прямой OX .

Если корпускула движется равномерно, то силовыя линіи переносятся вмѣстѣ съ нею, какъ если бы онѣ были неподвижно прикрѣплены къ ней; но не такъ обстоитъ дѣло, когда частица имѣетъ переменную скорость; въ этомъ случаѣ происходятъ нѣкоторыя весьма интересныя явленія. Для примѣра, рассмотримъ, что произой-

детъ, если равномерно движущаяся корпускула будетъ сразу задер-

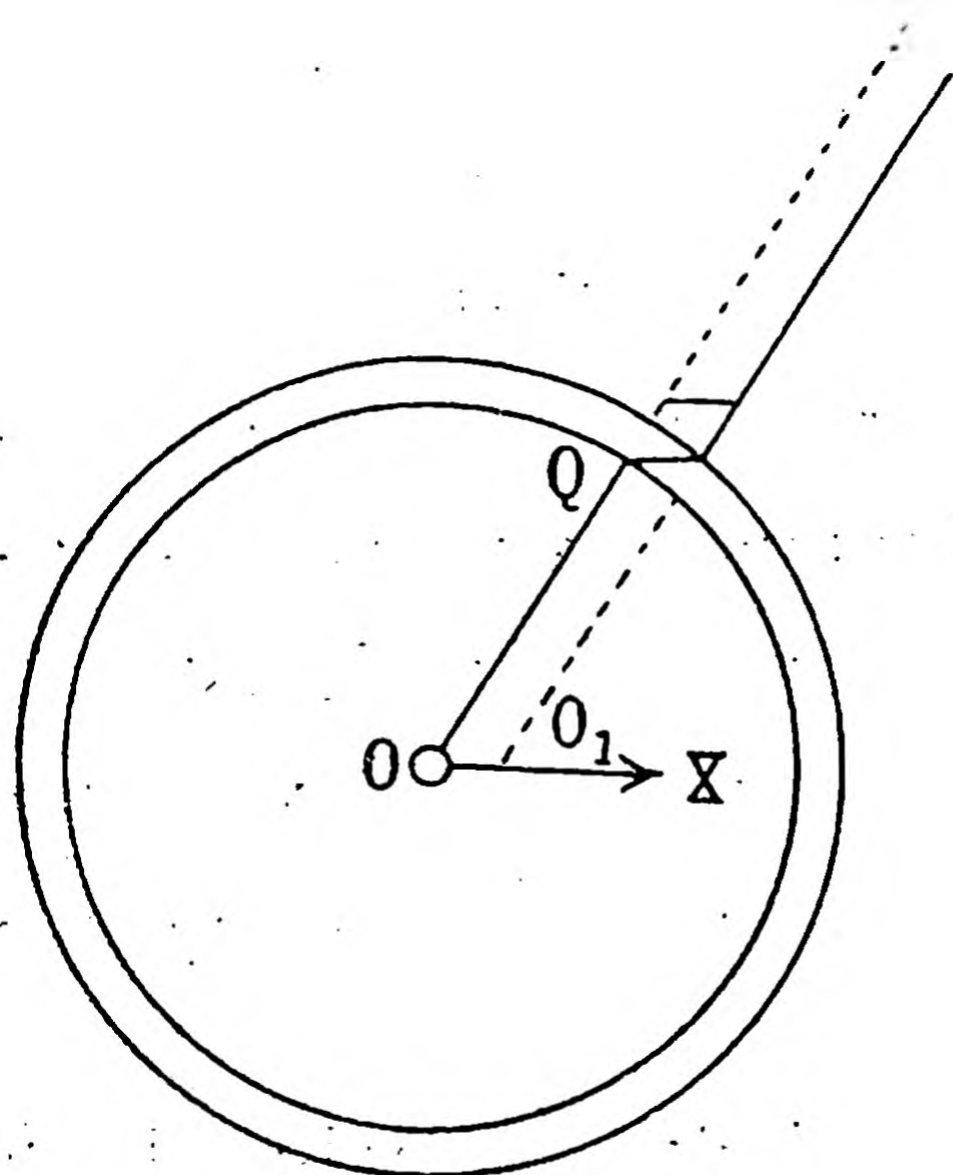


Рис. 18.

жана. Возьмемъ тотъ случай, когда скорость, съ которой двигалась частица до остановки, незначительна въ сравненіи со скоростью свѣта; тогда силовыя линіи до остановки были распредѣлены равномерно и перемѣщались впередъ со скоростью v . Когда корпускула останавливается, концы силовыхъ линій примыкающіе къ корпускулѣ, тоже останавливаются; но когда одинъ конецъ силовой линіи остановится, то вся линія сразу еще не остановится, потому что импульсъ, благодаря которому останавливается силовая линія, передается вдоль послѣдней со скоростью свѣта, и, слѣдовательно, нуженъ конечный промежутокъ времени, чтобы онъ достигъ отдаленныхъ частей силовой трубки. Поэтому спустя время t послѣ остановки корпускулы вмѣстѣ съ ней остановятся только тѣ части силовыхъ линій, которыя лежатъ внутри сферы, описанной вокругъ корпускулы радіусомъ ct . Въ этой сферѣ силовыя линіи будутъ занимать такое же самое положеніе, какъ если бы корпускула не останавливалась вовсе, т. е. онѣ будутъ проходить черезъ ту точку O' , которую занимала бы корпускула въ моментъ t , если бы она не остановилась. Такимъ образомъ, силовая линія, которая во время остановки корпускулы занимала положеніе OQ , въ моментъ t получаетъ искривленіе, указанное на рис. 18. Внутри сферы радіуса ct силовая линія находится въ покоѣ, занимая положеніе OQ ; внѣ сферы она движется впередъ со скоростью v и проходитъ черезъ точку O_1 , которой точка O достигла бы въ моментъ t , если бы она не остановилась. Такъ какъ силовая линія остается непрерывной, то она должна изогнуться у поверхности указанной сферы такимъ образомъ, чтобы часть ея внутри сферы осталась связанной съ внѣшней частью. Такъ какъ, дальше, у этой поверхности силовыя линіи занимаютъ касательное положеніе, то по всей поверхности указанной сферы получается касательная электрическая сила. Эта касательная сила находится на поверхности сферы радіуса ct и перемѣщается наружу со скоростью свѣта. Если остановка сферы продолжается только короткое время π , то касательная часть силовыхъ линій будетъ находиться вну-

три слоя между двумя сферами съ радиусами ct и съ $(t-\pi)$; t есть время, протекшее съ момента начала остановки, а $t-\pi$ есть время, которое прошло съ момента ихъ окончанія. Этотъ слой, имѣющій толщину $c\pi$ и наполненный касательными электрическими силовыми линіями, распространяется во внѣшнее пространство со скоростью свѣта. Электрическая сила въ этомъ сферическомъ слоѣ весьма велика по сравненію съ величиной силы, которая дѣйствовала въ той же области до остановки частицы слоя. Мы можемъ показать, что величина силы въ какой нибудь точкѣ P въ сферическомъ слоѣ равна $\frac{ce v \sin \vartheta}{OP \cdot \delta}$, гдѣ δ есть толщина слоя, а ϑ

уголъ POX . До остановки корпускулы сила была равна $\frac{c^2 e}{OP^2}$; слѣдовательно, отношеніе силы послѣ остановки къ величинѣ ея до остановки равно $\frac{v OP}{c \delta} \sin \vartheta$. Такъ какъ величина δ весьма мала по

сравненію съ длиной OP , то это отношеніе весьма велико; такимъ образомъ, вслѣдствіе остановки корпускулы во внѣшнее пространство распространяется со скоростью свѣта тонкій сферическій слой интенсивной электрической силы. Эти пульсаціи интенсивной электрической силы образуютъ, по моему мнѣнію, Рѣнтгеновскіе лучи, которые возникаютъ, когда катодные лучи внезапно останавливаются, ударившись о твердую преграду. Электрическая сила въ пульсаціи сопровождается магнитной силой, которая имѣетъ величину $\frac{v \sin \vartheta}{OP \cdot \delta}$

и направлена перпендикулярно къ плоскости POX . Энергія пульсаціи, обусловленная этимъ распредѣленіемъ магнитной и электрической силы, равна $\frac{2}{3} \frac{e^2 v^2}{\delta}$; слѣдовательно, когда толща пульсирующей волны мала, энергія больше, чѣмъ въ томъ случаѣ, когда толща велика; послѣдняя же тѣмъ больше, чѣмъ рѣзче происходитъ

остановка корпускулы; такъ какъ энергія пульсаціи излучается въ пространство, то, слѣдовательно, чѣмъ рѣзче происходитъ остановка корпускулъ, тѣмъ больше излучается энергіи въ видѣ Рѣнтгеновскихъ лучей. Если корпускула останавливается столь быстро, что толщина волны не превышаетъ діаметра корпускулы, то вся энергія магнитнаго поля вокругъ корпускулы излучается въ пространство.

Если же корпускула останавливается не такъ быстро, то лишь часть этой энергіи уходитъ въ видѣ Рѣнтгеновскихъ лучей.

Съ внутренней стороны сферическаго слоя, т. е. въ пространствѣ, ограниченномъ снаружи сферой радіуса OP ($=ct$), магнитной силы нѣтъ, тогда какъ внѣ сферы радіуса OP магнитная сила имѣетъ такую же величину, какую она имѣла бы, если бы частица не останавливалась, т. е. въ точкѣ Q сила равна $\frac{ev}{O_1Q^2} \sin \psi$, гдѣ O_1 есть положеніе, которое заняла бы точка O , если бы корпускула продолжала двигаться равномерно, а ψ есть уголъ QO_1X . Распространяясь во внѣшнее пространство, пульсація какъ бы стираетъ на своемъ пути магнитную силу во всѣхъ мѣстахъ, по которымъ она проносится.

Мы видѣли, что остановка корпускулы вызываетъ пульсацію интенсивной электрической и магнитной силы, уносящую съ собою энергію. Для возникновенія такой пульсаціи нѣтъ необходимости, чтобы корпускула пришла въ состояніе покоя; подобная пульсація возникаетъ при всякой переменѣ скорости, хотя силы въ этой пульсаціи не будутъ столь интенсивны, какъ въ случаѣ полной остановки. Такъ какъ всякое измѣненіе скорости возбуждаетъ такое касательное электрическое поле, то подобное поле необходимымъ образомъ сопровождаетъ корпускулу, которая движется съ ускореніемъ; если частица имѣетъ въ точкѣ O ускореніе f по прямой OX , то спустя промежутокъ времени t въ точкѣ P , удаленной на разстояніе ct отъ точки O , дѣйствуетъ, какъ это можно доказать, касательная электрическая сила, равная $\frac{ef \sin \vartheta}{OP}$, и магнитная си-

ла, которая равна $\frac{ef \sin \vartheta}{OP \cdot c}$ и перпендикулярна какъ къ прямой OP , такъ и къ направленію электрической силы. Какъ показали Ларморъ (Larmor), скорость излученія энергіи корпускулой равна $\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{c^2}$; такимъ образомъ, корпускула, имѣющая переменную скорость, теряетъ энергію черезъ излученіе.

ГЛАВА IV.

Корпускулярная теорія проводимости металловъ.

Теперь мы приложимъ изложенныя свойства корпускулъ къ объясненію нѣкоторыхъ физическихъ явленій; прежде всего мы рассмотримъ электропроводность металловъ.

Согласно корпускулярной теоріи электропроводности прохожденіе электрическаго тока черезъ металлъ обусловливается отрицательно заряженными корпускулами, которыя несутся въ направленіи, противоположномъ току. Такъ какъ носителями тока являются корпускулы, а не атомы металла, то прохожденіе тока черезъ металлъ не сопряжено съ какимъ-либо переносомъ атомовъ вмѣстѣ съ токомъ: изслѣдователи часто искали слѣдовъ такого рода переноса, но ни разу его не обнаружили. Мы рассмотримъ два способа, посредствомъ которыхъ такого рода переносъ можетъ осуществляться.

Первый способъ. Мы предполагаемъ, что всѣ корпускулы, которыя принимаютъ участіе въ перенесеніи электричества, пришли въ состояніе такъ называемаго термическаго равновѣсія съ окружающей средой, т. е. что онѣ имѣли столько столкновеній другъ съ другомъ, что ихъ средняя кинетическая энергія сдѣлалась равной кинетической энергіи молекулы газа при температурѣ металла. Въ такомъ случаѣ корпускулы должны быть свободны не только въ моментъ прохожденія тока; онѣ должны были быть свободны уже и до того, онѣ должны были успѣть продѣлать достаточное число столкновеній, чтобы придти въ состояніе термическаго равновѣсія съ металломъ, въ которомъ онѣ движутся. Такимъ образомъ, здѣсь идетъ рѣчь о тѣхъ корпускулахъ, которыя уже были свободны въ теченіе продолжительнаго времени. Съ этой точки зрѣнія то перенесеніе корпускулъ, которымъ производится токъ, происходитъ вслѣдствіе прямого дѣйствія электрическаго поля на свободныя корпускулы.

Второй способъ. Легко, однако, видѣть, что токъ можетъ передаваться черезъ металлъ посредствомъ корпускулъ, которыя идутъ по прямому пути отъ одного атома и при первомъ же столкновѣніи пристають къ другому; такія корпускулы не будутъ свободны въ вышеуказанномъ смыслѣ этого слова, онѣ не будутъ имѣть возможности придти въ состояніе термическаго равновѣсія съ окружающей средой. Чтобы понять, какимъ образомъ дѣйствіемъ такихъ корпускулъ обусловливается проводимость, замѣтимъ, что освобожденіе корпускулъ отъ атомовъ осуществляется процессомъ, который зависитъ отъ взаимныхъ разстояній атомовъ металла. Мы выводимъ это изъ того, что отношеніе проводимости паровъ металла къ проводимости того же металла въ твердомъ состояніи чрезвычайно мало въ сравненіи съ отношеніемъ соотвѣтствующихъ плотностей металла. По этому вопросу были сдѣланы Стрѣтомъ (Strutt) нѣкоторые интересные опыты: нагрѣвая ртуть въ сосудѣ до краснаго каленія, при чемъ плотность и давленіе ея должны были быть чрезвычайно велики, онъ нашелъ, что проводимость паровъ составляетъ лишь одну десятимилліонную долю проводимости твердой ртути. Если же при тѣсной близости атомовъ металла корпускулы легко покидаютъ одинъ атомъ и переходятъ на другой, то нетрудно понять, какимъ образомъ передача электричества можетъ совершаться безъ накопленія свободныхъ корпускулъ. Въ самомъ дѣлѣ, для большей определенности вообразимъ, что атомы металла дѣйствуютъ другъ на друга такъ, какъ если бы каждый атомъ представлялъ собою электрискій двойникъ, т. е. имѣлъ бы положительное электричество на одной сторонѣ и отрицательное на другой. Въ агрегатѣ такихъ атомовъ, тѣсно сжатыхъ вмѣстѣ, они дѣйствовали бы другъ на друга съ значительной силой; сила, съ которой одинъ атомъ *A* дѣйствуетъ на другой атомъ *B*, могла бы оторвать отъ послѣдняго корпускулу. Если бы эта послѣдняя стала такимъ образомъ свободной и въ теченіе значительнаго времени носилась бы, сталкиваясь съ другими, то она представила бы собою одну изъ того класса корпускулъ, который мы разсмотрѣли выше; но если бы даже она направилась прямо изъ атома *B* къ атому *A*, то она все же могла бы содѣйствовать передачѣ тока. Если бы атомы были расположены безъ всякаго порядка, то, даже при обмѣнѣ корпускулъ между сосѣдними атомами, теченіе корпускулъ не происходило бы въ одномъ какомъ-либо преобладающемъ направленіи, и потому тока не было бы. Но

допустимъ, что атомы поляризованы дѣйствіемъ электрической силы, которая направлена, скажемъ, горизонтально слѣва направо; тогда атомы будутъ стремиться расположиться такимъ образомъ, чтобы отрицательные концы были направлены влѣво, а положительные вправо. Разсмотримъ два сосѣднихъ атома *A* и *B* (рис. 19): если корпускула отдѣляется отъ атома *A* и переходитъ къ атому *B*, то она выходитъ изъ отрицательнаго конца атома *A* и вступаетъ на атомъ *B* у его положительнаго конца; такимъ образомъ, справа налѣво будетъ переходить большее число корпускулъ, чѣмъ во всякомъ другомъ направленіи; благодаря этому обстоятельству возникнетъ токъ слѣва направо, т. е. въ направленіи электрической силы.

Мы разовьемъ выводы, къ которымъ приводитъ каждая изъ этихъ теорій въ отдѣльности; такимъ образомъ, мы получимъ матеріаль для ихъ повѣрки.

Согласно первой теоріи кусокъ металла содержитъ большое число корпускулъ, разсѣянныхъ по всему его объему. Эти корпускулы могутъ свободно двигаться между атомами металла подобно тому, какъ молекулы воздуха свободно перемѣщаются въ скважинахъ пористаго тѣла. Корпускулы сталкиваются съ атомами металла и другъ съ другомъ, и

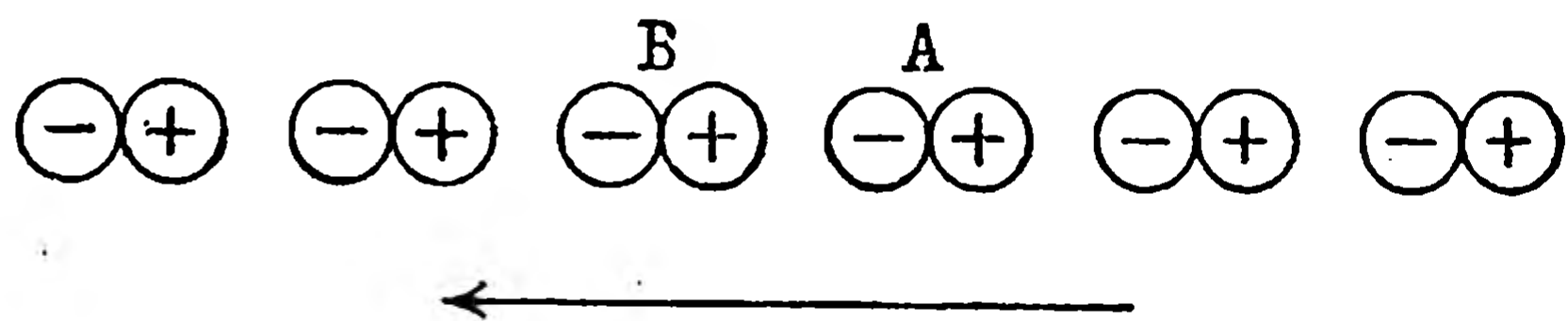


Рис. 19.

вслѣдствіе этихъ столкновеній мѣняются ихъ скорости и количества движенія; эти столкновенія корпускулъ играютъ здѣсь совершенно такую же роль, какъ столкновенія между молекулами въ кинетической теоріи газовъ. Въ этой теоріи доказывается, что въ результатѣ такихъ столкновеній устанавливается стаціонарное состояніе, въ которомъ средняя кинетическая энергія зависитъ только отъ абсолютной температуры: она не зависитъ ни отъ давленія ни отъ природы газа и имѣетъ, слѣдовательно, для водорода ту же величину, что и для воздуха. Мы можемъ разсматривать корпускулы, какъ весьма легкій газъ; при такомъ взглядѣ средняя кинетическая энергія корпускулъ зависитъ исключительно отъ температуры и равна средней кинетической энергіи молекулы водорода при той же температурѣ. Но, такъ какъ масса корпускулы составляетъ приблизительно лишь $\frac{1}{1700}$ часть массы атома водорода и, слѣдовательно, лишь $\frac{1}{3400}$ массы молекулы водорода, то среднее значеніе квадрата скорости корпускулы должно превышать въ 3400 разъ ту же вели-

чину для молекулы водорода при той же температурѣ. Такимъ образомъ, средняя скорость корпускулы должна приблизительно въ 58 разъ превышать среднюю скорость молекулы водорода, имѣющаго температуру металла, въ которомъ расположены корпускулы. При 0°C средняя скорость молекулы водорода равна приблизительно $1,7 \times 10^5$ км. въ сек.; слѣдовательно, средняя скорость корпускулы въ металлѣ при той же температурѣ равна приблизительно 10^7 см. въ сек. (100 см. въ сек.). Хотя эти корпускулы заряжены, но въ виду того, что во всякомъ направленіи движется столько же корпускулъ, сколько и въ противоположномъ, теченія электричества въ металлѣ въ общемъ не происходитъ. Явленіе мѣняется, когда во всей массѣ металла дѣйствуетъ электрическая сила. Хотя измѣненіе скорости корпускулъ, производимое этой силой, въ общемъ весьма мало въ сравненіи съ средней скоростью поступательнаго движенія корпускулъ, но такъ какъ оно имѣетъ одинаковое направленіе для всѣхъ корпускулъ, то оно производитъ какъ бы вѣтеръ, который вызываетъ теченіе корпускулъ въ сторону, противоположную направленію электрической силы (такъ какъ зарядъ корпускулъ отрицательный); этотъ вѣтеръ имѣетъ ту именно скорость, какую корпускулы получаютъ подѣ дѣйствіемъ электрической силы. Если эта скорость равна u , а n есть число корпускулъ въ единицѣ объема металла, то число корпускулъ, проходящихъ за одну секунду черезъ единицу площади, перпендикулярной къ направленію электрической силы, равно nu ; если e есть зарядъ на корпускулѣ, то количество электричества, которое переносится за секунду черезъ указанную площадь, равно nie ; эта величина выражаетъ силу электрическаго тока въ металлѣ; обозначивъ ее буквой i , мы получимъ равенство $i = nie$. Выразимъ теперь величину u черезъ электрическую силу X въ металлѣ. Пока корпускула въ промежуткѣ между двумя столкновеніями движется по свободному пути, электрическая сила дѣйствуетъ на нее и именно стремится заставить ее двигаться въ сторону, противоположную направленію силы электрическаго поля. Когда же происходитъ столкновеніе, то получается настолько сильный толчокъ, что корпускула отлетаетъ въ такомъ направленіи и съ такой скоростью, какъ будто она не находилась подѣ дѣйствіемъ электрическаго поля. Такимъ образомъ, при каждомъ столкновеніи дѣйствіе электрическаго поля какъ бы уничтожается; послѣ столкновенія электрическая сила должна начинать свое дѣйствіе сызнова, и корпускула получаетъ отъ электри-

ческаго поля ту скорость, которую она приобретаетъ на свободномъ пути. Дженсъ (Jeans) показалъ, что дѣйствіе на молекулу до нѣкоторой степени сохраняетъ свое вліяніе и послѣ столкновенія ея съ другой, т. е. что столкновение не уничтожаетъ совершенно, такъ сказать, результатовъ всей предшествующей исторіи молекулы. Чтобы вычислить величину остаточнаго вліянія, нужно знать природу того процесса, который мы называемъ столкновениемъ; въ нашемъ случаѣ этотъ процессъ не имѣетъ важнаго значенія. Если m есть масса корпускулы, то скорость, получаемая корпускулой благодаря дѣйствію электрической силы, равномерно возрастаетъ отъ нуля въ началѣ ея свободнаго пути до величины Xte/m въ концѣ его, если t есть промежутокъ времени между двумя столкновениями; средняя скорость, обусловленная указанной силой, равна, слѣдовательно, $\frac{1}{2} Xte/m$; такова величина скорости, которую частицы получаютъ отъ электрической силы. Если мы пожелаемъ принять въ расчетъ вліяніе остаточнаго дѣйствія электрической силы, мы можемъ это сдѣлать, вводя въ выраженіе множитель β и принимая, что средняя скорость u , обусловленная электрическимъ полемъ, равна $\frac{1}{2} \beta \frac{Xe}{m} t$. И пока мы не знаемъ природы столкновенія между корпускулой и атомомъ, мы можемъ относительно коэффиціента β утверждать только то, что онъ нѣсколько больше единицы. Такъ какъ $u = \frac{1}{2} \beta \frac{Xe}{m} t$, и $i = n u e$, то мы имѣемъ: $i = \frac{1}{2} \beta \frac{Xe^2 t}{m} n$.

Но, если только электрическая сила не чрезвычайно велика, то измѣненіе скорости корпускулы, обусловленное электрической силой, будетъ совершенно ничтожно въ сравненіи съ средней поступательной скоростью v корпускулы. Мы можемъ поэтому положить $t = \lambda/v$, гдѣ λ есть средняя длина свободнаго пути корпускулы, откуда

$$i = \frac{1}{2} \beta n \frac{Xe^2 \lambda}{m v} = \frac{1}{2} \beta n \frac{Xe^2 \lambda v}{m v^2}.$$

Но mv^2 есть удвоенная средняя кинетическая энергія корпускулы и равно поэтому двойной кинетической энергіи молекулы водорода при той же температурѣ. Слѣдовательно, $mv^2 = 2 \alpha \vartheta$, гдѣ ϑ есть абсолютная температура, а $2 \alpha = 7,2 \times 10^{-14}/273$.

Изъ равенства

$$i = \frac{1}{2} \beta n \frac{X e^2 \lambda v}{m v^2} = \frac{1}{4} \frac{\beta}{\alpha \vartheta} n e^2 \lambda v X$$

мы видимъ, что удѣльная проводимость металла равна $\beta n e^2 \lambda v / 4 \alpha \vartheta$; такимъ образомъ, согласно этой теоріи удѣльная проводимость не зависитъ отъ величины электрической силы X , такъ что законъ Ома оказывается вѣрнымъ.

Если бы электрическая сила была такъ велика, что скорость, пріобрѣтенная корпускулой во время ея свободного пути, была велика въ сравненіи со средней скоростью корпускулы, то соотношеніе между величиной тока и электрической силой получило бы другой видъ. Въ этомъ случаѣ скорость частицы порождается полемъ; обозначивъ поэтому скорость черезъ w , мы будемъ имѣть $\frac{1}{2} m w^2 = X e \lambda$,

или $w = \sqrt{\frac{2 X e \lambda}{m}}$; средняя скорость составляетъ половину этой ве-

личины, т. е. равна $\sqrt{\frac{e X \lambda}{2 m}}$, а сила тока есть $i = n e \sqrt{\frac{e X \lambda}{2 m}}$.

Такимъ образомъ, въ этомъ случаѣ сила тока была бы пропорціональна не электрической силѣ, но корню квадратному изъ нея, и законъ Ома въ этомъ случаѣ потерялъ бы силу.

Однако, такое положеніе вещей могло бы наступить только въ томъ случаѣ, если бы электрическая сила была чрезвычайно велика, столь велика, что было бы совершенно невозможно получить ее при помощи тѣхъ средствъ, которыми мы располагаемъ въ настоящее время. Дѣйствительно, для этого величина $X e \lambda$ должна была бы быть велика въ сравненіи съ средней кинетической энергіей корпускулы, которая при 0°C равна 3.6×10^{-14} . Но $e = 10^{-20}$; слѣдовательно, величина $X \lambda$ должна быть велика въ сравненіи съ 3.6×10^6 . Мы не знаемъ длины свободного пути корпускулы въ металлѣ; но такъ какъ въ воздухѣ, плотность котораго относительно воды при атмосферномъ давленіи равна 0.0015, соотвѣтствующая величина составляетъ лишь 10^{-5} см., то въ металлѣ длина свободного пути врядъ ли можетъ превосходить 10^{-7} см. Такимъ образомъ, чтобы сообщить корпускулѣ кинетическую энергію, весьма большую въ сравненіи съ той, которою она обладаетъ благодаря температурѣ металла, величина X

должна быть того же порядка, что число 10^{14} , что составляет миллионъ вольтъ на одинъ сантиметръ. Опытъ не даетъ намъ никакихъ указаній на то, что было бы съ проводникомъ при дѣйствии силъ такой величины.

Если мы примемъ, что λ есть число порядка 10^{-7} , мы можемъ сдѣлать приблизительную оцѣнку значенія n , т. е. числа корпускулъ въ одномъ кубическомъ сантиметрѣ металла. Возьмемъ, на примѣръ, серебро, удѣльная проводимость котораго при 0°C равна $1/1600$; пользуясь найденнымъ выше выраженіемъ проводимости, мы получаемъ:

$$\frac{1}{1600} = \frac{\beta}{4} \frac{n e^2 \lambda v}{\alpha \vartheta};$$

положивъ $e = 10^{-20}$, $\lambda = 10^{-7}$, $v = 10^7$, $\beta = 1$, $2 \alpha \vartheta = 7.2 \times 10^{-14}$, мы найдемъ, что $n = 9 \times 10^{23}$.

Но въ кубическомъ сантиметрѣ серебра находится приблизительно 1.6×10^{23} атомовъ серебра; такимъ образомъ, этотъ далеко не точный расчетъ показываетъ, что даже въ хорошемъ проводникѣ, какъ серебро, число корпускулъ сравнимо съ числомъ атомовъ.

Если бы носителями тока были не корпускулы, но тѣла большей массы, то число такихъ носителей было бы больше числа, которое мы сейчасъ нашли. Дѣйствительно, изъ предыдущей формулы слѣдуетъ, что, если носители находятся въ состояніи термическаго равновѣсія съ металломъ, то при данной проводимости число $n \lambda v$ есть величина постоянная. Если бы, слѣдовательно, масса носителей была гораздо больше массы корпускулъ, и потому числа λ и v были бы гораздо меньше, то число n должно было бы быть гораздо больше, т. е. число носителей въ серебрѣ было бы гораздо больше, чѣмъ число атомовъ серебра,—результатъ, показывающій, что масса носителя не можетъ быть сравниваема съ массой атома.

Сравненіе теплопроводности съ электропроводностью.

Если одна часть металла имѣетъ болѣе высокую температуру, чѣмъ другая, то средняя кинетическая энергія корпускулъ въ нагрѣтой части больше, чѣмъ въ холодной. Вслѣдствіе столкновеній корпускулъ съ атомами металла, влекущихъ за собою измѣненія энергіи, корпускулы будутъ переносить тепло отъ теплыхъ частей металла къ холоднымъ; такимъ образомъ, теплопроводность металла обуславливается, по крайней мѣрѣ отчасти, дѣйствиемъ корпускулъ.

Если мы примемъ, что вся проводимость имѣетъ именно это происхожденіе, то можемъ выразить теплопроводность черезъ тѣ же величины, въ которыхъ выражается электропроводность. Въ курсахъ кинетической теоріи газовъ доказывается, что теплопроводность газовъ k выражается формулой:

$$k = \frac{1}{3} n \lambda v \alpha$$

(См. Jeans: Kinetic Theory of Gases, стр. 259). Здѣсь k измѣрено въ механическихъ единицахъ, а остаточныя скорости послѣ столкновений не приняты во вниманіе. Поэтому, чтобы сравнить величину k съ электропроводностью c , мы должны положить въ выраженіи послѣдней величины $\beta = 1$; тогда мы получимъ

$$c = \frac{n \lambda v e^2}{4 \alpha \vartheta};$$

отсюда

$$k/c = \frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha^2 \vartheta}{e^2}.$$

Мы видимъ, что величины λ и n , которыя для разныхъ металловъ имѣютъ различныя значенія, не входятъ въ выраженіе отношенія c/k ; такимъ образомъ, корпускулярная теорія проводимости приводитъ къ заключенію, что отношеніе электропроводности къ теплопроводности для всѣхъ металловъ есть величина постоянная, обратно пропорціональная абсолютной температурѣ металла.

Предыдущая теорія даетъ возможность опредѣлить численное значеніе отношенія двухъ проводимостей: если p есть давленіе газа, въ каждомъ кубическомъ сантиметрѣ котораго находится n молекулъ, а ϑ есть абсолютная температура, то

$$p = \frac{2}{3} \alpha \vartheta \cdot n;$$

отсюда

$$\frac{\alpha \vartheta}{e} = \frac{3 p}{2 n e}.$$

Здѣсь e есть зарядъ одного атома водорода; если n есть число молекулъ водорода въ одномъ кубическомъ сантиметрѣ при 0°C и при давленіи одной атмосферы (т. е. равномъ 10^6 динамъ), то, принимая во вниманіе, что одна электромагнитная единица электричества освобождаетъ 1.2 кб. см. водорода при указанныхъ давленіи и температурѣ, мы находимъ:

$$2.4 n e = 1,$$

откуда при 0°C

$$\frac{\alpha \vartheta}{e} = 3.6 \times 10^6,$$

такъ что при этой температурѣ

$$\frac{k}{c} = \frac{4}{3} \frac{\alpha^2 \vartheta^2}{e^2 273} = 6.3 \times 10^{10} \text{ въ абсолютныхъ единицахъ.}$$

Слѣдующая таблица содержитъ значенія отношенія k/c , найденныя для многихъ металловъ Егеромъ (Jaeger) и Диссельгорстомъ (Diesselhorst) и приведенныя въ ихъ чрезвычайно цѣнной статьѣ по этому вопросу.

МЕТАЛЛЪ.	Теплопроводность	Температурный коэффициентъ этого отношенія въ процентахъ
	Электропроводность при 18°C	
Мѣдь обыкновенная	6.76×10^{10}	—
Мѣдь (1) чистая	6.65×10^{10}	0.39
Мѣдь (2) чистая	6.71×10^{10}	0.39
Серебро чистое	6.85×10^{10}	0.37
Золото (1)	7.27×10^{10}	0.36
Золото (2) чистое	7.09×10^{10}	0.37
Никкель	6.99×10^{10}	0.39
Цинкъ (1)	7.05×10^{10}	0.38
Цинкъ (2) чистый	6.72×10^{10}	0.38
Кадмій чистый	7.06×10^{10}	0.37
Свинецъ чистый	7.15×10^{10}	0.40
Олово чистое	7.35×10^{10}	0.34
Алюминій	6.36×10^{10}	0.43
Платина (1)	7.76×10^{10}	—
Платина (2) чистая	7.53×10^{10}	0.46
Палладій	7.54×10^{10}	0.46
Желѣзо (1)	8.02×10^{10}	0.43
Желѣзо (2)	8.38×10^{10}	0.44
Сталь	9.03×10^{10}	0.35
Висмутъ	9.64×10^{10}	0.15
Константанъ (60 Cu, 40 Ni)	11.06×10^{10}	0.23
Манганинъ (84 Cu, 4 Ni, 12 Mn)	9.14×10^{10}	0.27

Изъ таблицы видно, что найденныя опытнымъ путемъ значенія отношеній теплопроводности и электропроводности для многихъ металловъ весьма мало отступаютъ отъ результатовъ, выведенныхъ теоретически; другіе же металлы даютъ значительныя отклоненія. Далѣе, температурный коэффициентъ этого отношенія для многихъ металловъ согласуется съ теоріей; по теоріи это отношеніе пропорціонально абсолютной температурѣ; отсюда слѣдуетъ, что температурный коэффициентъ равенъ 0,366%; таблица показываетъ, что

температурный коэффициентъ многихъ металловъ есть величина того же порядка.

Въ сплавахъ отношеніе теплопроводности къ электропроводности далеко не столь постоянно, какъ въ чистыхъ металлахъ; но и здѣсь всякое значительное измѣненіе электропроводности сопровождается соответственнымъ измѣненіемъ теплопроводности. Это видно изъ кривыхъ на рис. 20, заимствованномъ изъ

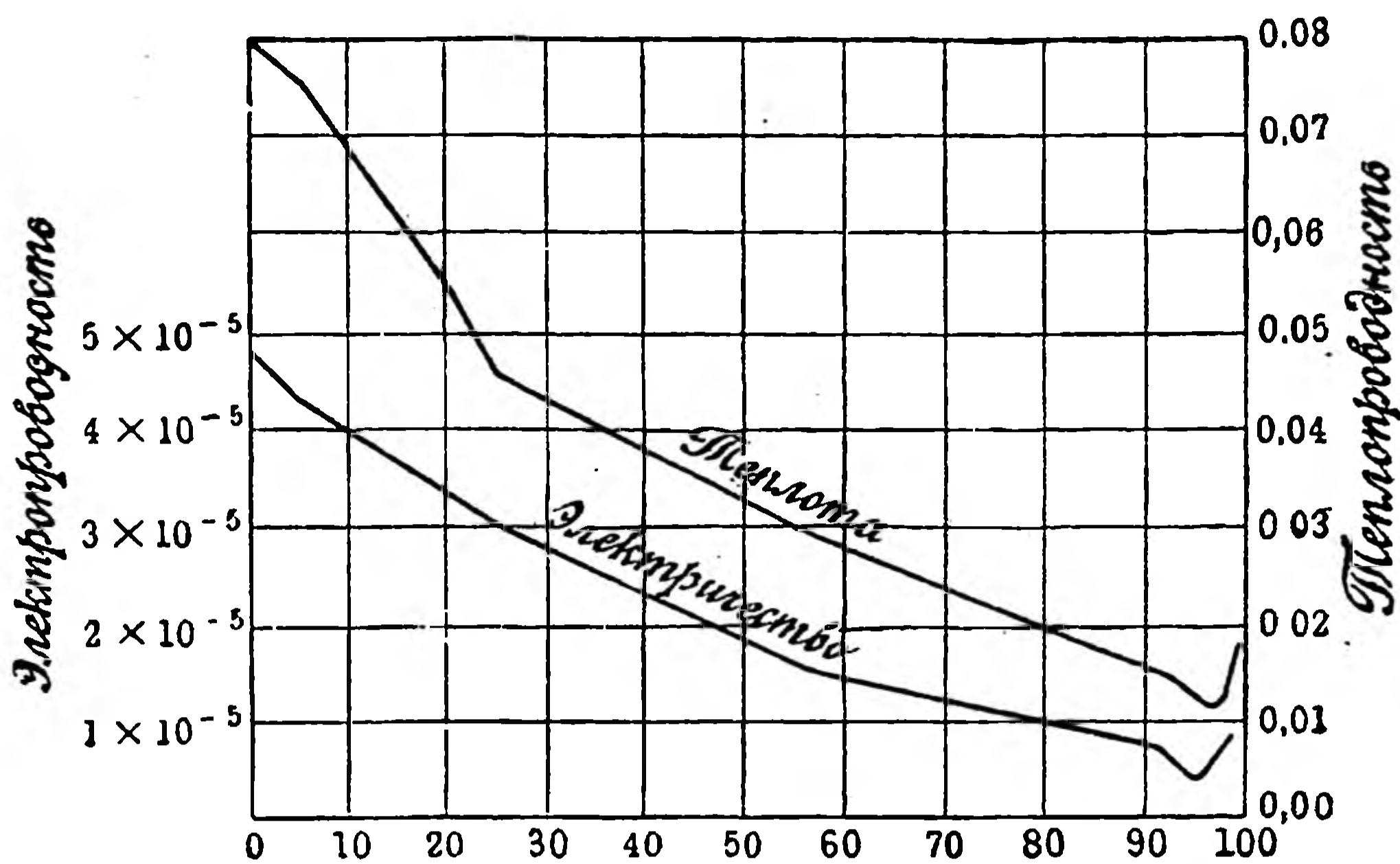


Рис. 20.

статьи Шульце (Schulze Ann. der Phys., IX, стр. 584, 1902); онѣ показываютъ, какъ измѣняются электропроводность и теплопроводность сплавовъ висмута съ свинцомъ въ зависимости отъ измѣненія процентнаго содержанія висмута. Мы видимъ, что эти двѣ кривыя приблизительно параллельны и имѣютъ наименьшія ординаты почти въ одномъ и томъ же мѣстѣ. Вообще, за немногими исключеніями, въ сплавахъ отношеніе теплопроводности къ электропроводности больше, чѣмъ въ чистыхъ металлахъ. Какъ эти, такъ и многія другія особенности электропроводности сплавовъ могутъ быть объяснены при помощи соображеній лорда Рэля (Rayleigh Nature, LIV, стр. 154, „Collected Works“, томъ IV, стр. 232). Именно, лордъ Рэлей указываетъ, что въ смѣси металловъ благодаря термоэлектрическимъ свойствамъ ихъ, возникаетъ нѣкоторое новое свойство, котораго на опытѣ нельзя отличить отъ сопротивленія и котораго нѣтъ въ чистыхъ металлахъ. Чтобы понять это, предположимъ, что сплавленные металлы расположены въ видѣ тонкихъ слоевъ, при чемъ смежные слои состоятъ изъ различныхъ металловъ, и что токъ проходитъ черезъ сплавъ перпендикулярно къ плоскостямъ этихъ слоевъ. Когда же электрическій токъ проходитъ черезъ мѣсто соединенія двухъ металловъ, то, какъ показалъ Пельтье, (Peltier) при одномъ направленіи тока это мѣсто нагрѣвается, а при противоположномъ охлаждается; количество выдѣляемой или поглощаемой теплоты пропорціонально силѣ тока, проходящаго черезъ соединеніе. Поэтому, когда токъ про-

ходитъ черезъ рядъ чередующихся слоевъ изъ двухъ металловъ, то одна сторона каждого слоя охлаждается, а другая нагрѣвается; такимъ образомъ, въ толщѣ слоевъ устанавливаются разности температуръ, пропорціональныя силѣ тока. Благодаря этому возникаетъ термоэлектрическая сила, пропорціональная силѣ тока и направленная противоположно ему. Эта сила производитъ точно такое же дѣйствіе, какъ и сопротивленіе. Такимъ образомъ, въ смѣси металловъ, помимо обычнаго сопротивленія, получается еще и „ложное сопротивленіе“ термоэлектрическаго происхожденія; въ чистыхъ металлахъ его нѣтъ. Благодаря этому ложному сопротивленію, которое присоединяется къ дѣйствительному, сопротивленіе сплавовъ больше, чѣмъ даетъ предшествующая теорія. Этимъ и объясняется, почему отношеніе теплопроводности къ электропроводности въ сплавахъ больше, чѣмъ въ чистыхъ металлахъ.

Опыты Дьюара (Dewar) и Флеминга (Fleming) надъ дѣйствіемъ чрезвычайно низкихъ температуръ на сопротивленіе чистыхъ металловъ и сплавовъ показываютъ, что сопротивленіе чистыхъ металловъ кореннымъ образомъ отличается отъ сопротивленія сплавовъ: въ то время, какъ сопротивленіе чистыхъ металловъ уменьшается равномерно съ уменьшеніемъ температуры и, повидимому, совершенно исчезаетъ вблизи абсолютнаго нуля, сопротивленіе сплавовъ, наоборотъ, не обнаруживаетъ тенденціи къ исчезновенію при весьма низкихъ температурахъ, но, повидимому, стремится къ опредѣленному предѣлу.

Электропроводность металла пропорціональна числу n свободныхъ корпускулъ въ единицѣ объема. Но атомы непрерывно захватываютъ свободныя корпускулы и удерживаютъ ихъ при себѣ; поэтому, если металлъ находится въ стаціонарномъ состояніи, корпускулы должны находиться въ статическомъ равновѣсіи, такъ какъ число корпускулъ, которыя освобождаются въ единицу времени, равно числу корпускулъ, которыя въ то же самое время исчезаютъ, снова соединяясь съ атомами. Можно ожидать, что число такихъ возстановляющихся соединеній въ единицу времени пропорціонально числу столкновеній за то же самое время, т. е. числу n/τ ; здѣсь τ есть промежутокъ между двумя столкновеніями; онъ равенъ λ/v , гдѣ λ длина свободнаго пути, а v скорость корпускулы. Поэтому число соединеній, возстановляющихся въ единицу времени, равно $\gamma \frac{n v}{\lambda}$,

гдѣ множитель γ равенъ отношенію числа тѣхъ столкновеній, которыя приводятъ къ новымъ соединеніямъ, къ общему числу столкновеній. Если q есть число корпускулъ, которыя получаютъ въ одну секунду въ одномъ кубическомъ сантиметрѣ, то въ случаѣ статическаго равновѣсія мы имѣемъ соотношеніе:

$$q = \gamma \frac{n v}{\lambda}.$$

Такимъ образомъ, электропроводность c металла выражается уравненіемъ:

$$c = \frac{1}{4} \frac{\beta}{\gamma} \frac{q \lambda^2 e^2}{\alpha \vartheta}.$$

Электропроводность c большинства чистыхъ металловъ обратно пропорціональна абсолютной температурѣ ϑ , откуда мы заключаемъ, что величина $q \lambda^2$ не должна зависѣть отъ температуры.

Съ другой стороны, мы не имѣемъ основаній полагать, что съ измѣненіемъ температуры число λ измѣняется быстрѣе, чѣмъ разстояніе между двумя молекулами; измѣненіе же этой послѣдней величины въ зависимости отъ температуры выражается числомъ того же порядка, какъ и соотвѣтствующее измѣненіе линейныхъ размѣровъ тѣла, т. е. измѣняется коэффиціентомъ расширенія, который, какъ извѣстно, весьма малъ. Такимъ образомъ, благодаря тому, что при измѣненіи температуры величина $q \lambda^2$ остается постоянной, а λ^2 измѣняется лишь медленно, число q съ измѣненіемъ температуры можетъ измѣняться лишь незначительно; отсюда мы заключаемъ, что диссоціація атома, благодаря которой образуются корпускулы, лишь въ незначительной степени можетъ обусловливаться дѣйствіемъ температуры.

Мы должны ожидать, что число свободныхъ корпускулъ въ соли металла меньше, чѣмъ въ самомъ металлѣ, и потому ея электропроводность должна быть меньше. Дѣйствительно, въ соли всѣ атомы металла имѣютъ положительные заряды и уже потеряли корпускулы, которыя вступили въ прочное соединеніе съ атомами электроотрицательнаго элемента. Отдѣлиться отъ положительно наэлектризованныхъ атомовъ металла корпускулы могутъ лишь съ трудомъ, и образованіе свободныхъ корпускулъ здѣсь происходитъ гораздо медленнѣе, чѣмъ въ чистомъ металлѣ, въ которомъ помимо положительно наэлектризованныхъ атомовъ имѣются также нейтральные и отрицательно заряженные атомы металла.

Теорія излученія Лоренца.

Тепловое излученіе можетъ обусловливаться столкновеніемъ корпускулъ съ атомами. Когда корпускула сталкивается съ атомомъ, скорость ея претерпѣваетъ рѣзкія измѣненія, вслѣдствіе чего, какъ объяснено на стр. 43 корпускула производитъ пульсаціи интенсивной электрической и магнитной силы; амплитуда этихъ пульсацій равна разстоянію, которое проходитъ свѣтъ за промежутокъ времени, равный продолжительности столкновенія. Такимъ образомъ, если мы будемъ разсматривать какой-нибудь атомъ металла, то мы найдемъ, что всякій разъ, когда корпускула ударяетъ въ него, онъ становится центромъ пульсацій интенсивной электрической и магнитной силы. Въ точкѣ вблизи атома эти силы будутъ измѣняться весьма рѣзко. Черезъ нее пройдетъ весьма кратковременная пульсація интенсивной электрической силы; въ слѣдующій промежутокъ времени электрическая сила исчезнетъ; затѣмъ, по истеченіи промежутка времени между двумя столкновеніями, черезъ точку пройдетъ слѣдующая интенсивная пульсація. Но, хотя электрическая сила измѣняется такими рѣзкими скачками, мы можемъ, какъ извѣстно изъ теоремы Фурье, представить ее въ видѣ суммы нѣкотораго числа членовъ вида $\cos pt + e$, гдѣ t обозначаетъ время. Каждый такой членъ выражаетъ гармоническую волну электрической силы, а по электромагнитной теоріи свѣта гармоническая волна электрической силы есть свѣтовая волна или волна лучистой теплоты. Такимъ образомъ мы можемъ представить неправильно и рѣзко мѣняющееся электрическое поле, вызываемое столкновеніями, какъ результатъ наложенія другъ на друга нѣкотораго числа волнъ свѣта или лучистой теплоты; если мы можемъ вычислить амплитуду колебанія, соотвѣтствующаго возмущенію любого періода, то мы можемъ вычислить энергію свѣтовыхъ лучей того же періода, испускаемыхъ одной молекулой, и путемъ суммированія энергію лучей, испускаемыхъ металломъ.

Итакъ, электрическое поле, возбужденное столкновеніями, представляется группою волнъ; Лоренцъ показалъ, какъ вычислить амплитуды тѣхъ волнъ этой группы, длины которыхъ весьма велики въ сравненіи съ свободнымъ путемъ корпускулъ; онъ показалъ также, что энергія колебаній, частота которыхъ лежитъ между q и $q + dq$, испускаемая за одну секунду каждой единицей поверхности пластинки съ толщиною Δ , равна

$$\frac{\Delta q^2 d q}{6 \pi^2 c} 4 \pi e^2 n \lambda v;$$

c есть скорость свѣта, e —зарядъ корпскулы, λ —средняя длина свободного пути корпскулы, а v —ея средняя поступательная скорость. Данное выраженіе представляетъ энергію, излучаемую тѣломъ въ единицу времени. Чтобы вычислить энергію, соотвѣтствующую этой частотѣ и содержащуюся въ тѣлѣ при стаціонарномъ излученіи, мы должны принять въ расчетъ поглощеніе этой энергіи при прохожденіи ея черезъ тѣло. Дѣйствительно, вообразимъ, что тѣло составлено изъ столбовъ параллельныхъ пластинокъ; если бы здѣсь не было поглощенія, то энергія, испускаемая самыми отдаленными частями тѣла, доходила бы до любой точки Q и, если бы объемъ тѣла былъ безконечно великъ, то количество энергіи на единицу объема при точкѣ Q было бы также безпредѣльно велико. Если бы, наоборотъ, въ тѣлѣ происходило сильное поглощеніе, такъ что фактически все излученіе поглощалось бы на протяженіи одного миллиметра, тогда точка Q , очевидно, уже не получала бы энергіи отъ тѣхъ частей тѣла, разстояніе которыхъ отъ нея превышаетъ одинъ миллиметръ, и, какъ бы велики ни были размѣры тѣла, энергія въ точкѣ Q имѣла бы конечную величину. Когда энергія въ тѣлѣ придетъ въ стаціонарное состояніе, каждая часть тѣла должна будетъ испускать столько же энергіи, сколько и поглощать. Этотъ принципъ позволитъ вычислить количество энергіи на единицу объема тѣла въ томъ случаѣ, когда излученіе пришло въ стаціонарное состояніе. Поглощеніе въ проводникѣ указанныхъ весьма длинныхъ волнъ обуславливается той же причиной, которая вызываетъ и нагрѣваніе проводника, когда по немъ проходитъ электрическій токъ, такъ какъ эти волны производятся электрическими и магнитными силами. Когда на проводникъ дѣйствуетъ электрическая сила X , возбуждающая электрическій токъ силы i , то энергія, поглощаемая въ единицу времени единицей объема, равна Xi ; или же, обозначая удѣльное сопротивленіе тѣла черезъ σ и принимая во вниманіе, что $\sigma i = X$, мы находимъ, что скорость поглощенія энергіи равна X^2/σ . Мы должны выразить эту энергію черезъ величину E энергіи на единицу объема проводника. Одна половина этой энергіи происходитъ отъ электрическаго поля, другая половина отъ магнитнаго поля, сопровождающаго электрическое; энергія на единицу объема, происходящая отъ

электрического поля, равна $\frac{X^2}{8 \pi c^2}$, гдѣ c есть скорость свѣта въ данной средѣ; слѣдовательно, $E = \frac{X^2}{4 \pi c^2}$ и $X^2 = 4 \pi c^2 E$, откуда слѣдуетъ, что энергія, поглощаемая за единицу времени единицей объема, т. е. X^2/σ , равна

$$\frac{4 \pi c^2 E}{\sigma},$$

а такая же энергія на единицу поверхности пластинки съ толщиною Δ равна

$$\frac{4 \pi c^2 E \Delta}{\sigma}.$$

Но при стаціонарномъ состояніи количество испускаемой энергіи равно количеству поглощаемой; скорость испусканія энергіи выражается формулой, приведенной на стр. 59; приравнивая эту величину выраженію для поглощаемой энергіи, мы получимъ:

$$\frac{4 \pi c^2 E \Delta}{\sigma} = \frac{\Delta q^2 dq}{6 \pi^2 c} 4 \pi e^2 n \lambda v; \quad (1)$$

Но (см. стр. 53)

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{e^2 \lambda n v}{4 \alpha \vartheta},$$

гдѣ ϑ есть абсолютная температура. Подставляя значеніе дроби $\frac{1}{\sigma}$ въ уравненіе (1), мы получимъ:

$$c^2 E \frac{e^2 \lambda n v}{4 \alpha \vartheta} = \frac{q^2 dq}{6 \pi^2 c} e^2 n \lambda v. \quad (2)$$

Значенія n и λ , которыми одно вещество отличается отъ другого, одинаковымъ образомъ входятъ въ обѣ части уравненія: одна часть выражаетъ поглощеніе, другая—испускание; мы видимъ, такимъ образомъ, что отношеніе этихъ двухъ величинъ не зависитъ отъ природы вещества. Поэтому излагаемая теорія излученія даетъ объясненіе закона Кирхгоффа, согласно которому тѣла, имѣющія большую лучеиспускательную способность, обладаютъ также сильной поглощательной способностью. Дѣля обѣ части уравненія (2) на общаго множителя, мы получимъ:

$$E = \frac{2}{3} \frac{\alpha \vartheta}{\pi^2 c^3} q^2 dq;$$

если λ есть длина волны, соотвѣтствующей колебанію съ частотой q , то

$$q = 2 \pi \frac{c}{\lambda};$$

слѣдовательно,

$$E = \frac{16 \pi \alpha \vartheta}{3 \lambda^4} d\lambda.$$

Такъ выражается количество энергіи, которое приходится на одну единицу объема, если соотвѣтствующая длина волны заключается между λ и $\lambda + d\lambda$ и абсолютная температура равна ϑ . Это выраженіе не содержитъ никакихъ постоянныхъ, зависящихъ отъ природы даннаго тѣла, и потому при одной и той же температурѣ она имѣетъ одинаковую величину для всѣхъ тѣлъ. Выраженіе для E имѣетъ видъ $f(\lambda \vartheta) \frac{d\lambda}{\lambda^5}$, гдѣ символъ $f(\lambda \vartheta)$ обозначаетъ функцію отъ λ и ϑ . Изслѣдованія Вина (Wien) показали, что только формула такого типа согласуется съ тѣми значеніями излученія, къ которымъ привели его и другихъ изслѣдователей опыты надъ тѣлами при различныхъ температурахъ. Выше приведенное выраженіе составлено по типу, указанному лордомъ Рэлеемъ (Phil. Mag., Juni 1900).

Такъ какъ произведеніе $\alpha \vartheta$ выражаетъ среднюю кинетическую энергію какого-либо газа при абсолютной температурѣ ϑ , то мы можемъ найти значеніе α и, такимъ образомъ, сдѣлать числовую оцѣнку количества излученія, соотвѣтствующаго предыдущему выраженію. Совпаденіе значенія, найденнаго путемъ вычисленія, съ результатами наблюденій послужитъ сильнымъ подтвержденіемъ теоріи.

Изъ кинетической теоріи газовъ извѣстно, что

$$p = \frac{1}{3} N m v^2;$$

гдѣ p есть давленіе газа, а N —число молекулъ въ единицѣ объема газа; слѣдовательно, $\frac{1}{2} m v^2$, средняя кинетическая энергія частицы, равна $3p/2N$; но $\frac{1}{2} m v^2 = \alpha \vartheta$; слѣдовательно,

$$\alpha \vartheta = \frac{3}{2} \frac{p}{N}.$$

Но при давленіи въ 760 миллиметровъ ртутнаго столба и при температурѣ 0°C давленіе $p = 10^6$, $\vartheta = 273$ и $N = 4 \times 10^{19}$; слѣдовательно, $\alpha = 1.32 \times 10^{-16}$. Если величина излученія извѣстна, то, принимая, что она выражается уравненіемъ (1), мы можемъ воспользо-

ваться имъ для нахожденія величины α ; изъ опытовъ Луммера (Lummer), Прингсгейма (Pringsheim) и Курльбаума, (Kurlbaum) изслѣдовавшихъ величину излученія нагрѣтыхъ тѣлъ, Лоренцъ заключилъ, что $\alpha = 1.2 \times 10^{-16}$. Такимъ образомъ, данныя теоріи хорошо сходятся съ результатами опыта это совпаденіе внушаетъ большое довѣріе къ справедливости теоріи. Нужно, впрочемъ, замѣтить, что мы получили бы такое же выраженіе для лучистой энергіи E , каковы бы ни были масса или зарядъ тѣхъ движущихся наэлектризованныхъ тѣлъ, которыя, по нашему предположенію, порождаютъ эту энергію своими столкновеніями и поглощаютъ ее своимъ движеніемъ въ электрическомъ полѣ, лишь бы только средняя кинетическая энергія этихъ тѣлъ имѣла то именно значеніе, какое мы приняли для корпускулъ.

Энергія, которую Лоренцъ вычислилъ указаннымъ путемъ, есть лишь часть энергіи, излучаемой вслѣдствіе столкновеній. Если электрическія силы, порожденныя столкновеніями, выражены по методу Фурье въ видѣ суммы нѣкотораго числа гармоническихъ составляющихъ, то часть энергіи, вычисленная Лоренцомъ, соотвѣтствуетъ той части возмущенія, которую можно выразить членами съ чрезвычайно большими длинами волнъ. Но, какъ мы видѣли, возмущеніе состоитъ изъ послѣдовательнаго ряда пульсацій чрезвычайно малой амплитуды, величина которой сравнима съ разстояніемъ, которое свѣтъ проходитъ за промежутокъ времени, равный продолжительности столкновенія; между тѣмъ энергія, вычисленная Лоренцомъ, относится лишь къ той части излученія, которая можетъ быть представлена посредствомъ гармоническихъ членовъ, соотвѣтствующихъ большимъ длинамъ волнъ; при этомъ длина волны, отвѣчающая этимъ членамъ, должна быть не только несравненно больше разстоянія, которое свѣтъ проходитъ въ теченіе короткаго времени, равнаго продолжительности самаго столкновенія, но и въ сравненіи съ гораздо большимъ интерваломъ между двумя столкновеніями. Очевидно, что въ изслѣдованіи Лоренца значительная часть излученія не принята во вниманіе; эта часть, происходящая отъ совместнаго дѣйствія множества чрезвычайно тонкихъ пульсацій, аналогична Рѣнтгеновскимъ лучамъ; эта часть излученія дѣйствительно состоитъ изъ Рѣнтгеновскихъ лучей преимущественно того типа, который отличается своей большой поглощаемостью, такъ какъ обуславливающія ихъ корпускулы движутся гораздо медленнѣе, чѣмъ катодные лучи въ обыкновенной Рѣнтгеновской трубкѣ. На самомъ

дѣлѣ, математическое изслѣдованіе приводитъ къ заключенію, что въ энергіи, излучаемой при столкновеніи, энергія даннаго типа больше вычисленной Лоренцомъ и соотвѣтствующей длиннымъ волнамъ. Характеръ излученія зависитъ отъ продолжительности столкновенія между корпускулой и молекулой. Если эта продолжительность такъ мала, что разстояніе, пройденное за это время свѣтомъ, весьма незначительно въ сравненіи съ длиною волны видимой части спектра, то излученіе, вызванное столкновеніемъ, принадлежитъ къ типу Рѣнтгеновскихъ лучей, а не лучей обыкновеннаго свѣта. Если же продолжительность столкновенія столь велика, что за это время свѣтъ можетъ пройти разстояніе, сравнимое съ длиною волны свѣта видимой части спектра, то возникающее излученіе будетъ принадлежать и видимымъ свѣтовымъ лучамъ, и наиболѣе яркій свѣтъ будетъ соотвѣтствовать той части спектра, длина волны которой сравнима съ разстояніемъ, пробѣгаемымъ свѣтомъ за время столкновенія, т. е. въ которой періодъ колебанія свѣта сравнимъ съ продолжительностью столкновенія. Яркость свѣта лучей меньшей длины волны съ уменьшеніемъ послѣдней быстро падаетъ. Такимъ образомъ, въ случаѣ такихъ длительныхъ столкновеній излученіе представляетъ собой обыкновенный свѣтъ, яркость котораго имѣетъ максимумъ въ опредѣленномъ мѣстѣ спектра и быстро падаетъ въ области волнъ меньшей длины. Таковы характерныя свойства излученія, испускаемаго чернымъ тѣломъ. Но мы знаемъ, что характеръ излученія такого тѣла зависитъ исключительно отъ его температуры и совершенно не зависитъ отъ природы тѣла, такъ что цвѣтъ наиболѣе интенсивныхъ лучей зависитъ только отъ температуры; по мѣрѣ возрастанія послѣдней онъ перемѣщается по направленію къ фіолетовому концу спектра. Изъ теоріи, по которой излученіе обусловливается столкновеніемъ корпускулъ, слѣдуетъ, что длина волны, соотвѣтствующая наибольшей напряженности излученія, зависитъ отъ продолжительности столкновенія; поэтому, если излученіе нагрѣтыхъ веществъ возникаетъ предположеннымъ нами образомъ, то продолжительность столкновенія между корпускулой и молекулой вещества должна зависѣть не отъ природы вещества, но исключительно отъ температуры; чѣмъ выше температура, тѣмъ короче должна быть продолжительность столкновенія.

На основаніи второго закона термодинамики доказано, что, если тѣло имѣетъ абсолютную температуру ϑ , то количество энергіи

въ той части спектра, которая заключается между длинами волны λ и $\lambda + d\lambda$, должно выражаться формулой вида $\lambda^{-5} \varphi(\lambda \vartheta) d\lambda$, гдѣ символъ φ означаетъ функцію, для опредѣленія которой недостаточно однихъ лишь принциповъ термодинамики. Математическая теорія происхожденія излученія отъ столкновеній показываетъ, что эта энергія выражается формулой вида $\lambda^{-5} F\left(\frac{\lambda}{VT}\right) d\lambda$, гдѣ T есть продолжительность столкновенія, V —скорость свѣта, а символъ F выражаетъ функцію, форма которой зависитъ отъ природы силъ, дѣйствующихъ во время столкновенія. Сравнивая эти два выраженія, мы видѣли, что время T должно быть обратно пропорціонально температурѣ ϑ , и, слѣдовательно, обратно пропорціонально квадрату скорости корпускулъ. Скорость корпускулъ, имѣющихъ температуру 0°C и находящихся въ состояніи термическаго равновѣсія съ окружающей средой равна приблизительно 10^7 см. въ сек.; длина волны, для которой напряженность наибольшая при 0°C , равна приблизительно 10^{-3} см. Въ Рѣнтгеновской трубкѣ, испускающей „жесткіе“ лучи, скорость корпускулъ достигаетъ приблизительно 10^{10} см. въ сек., т. е. въ 10^3 разъ превышаетъ скорость корпускулъ въ металлѣ; поэтому, если законъ продолжительности ударовъ вѣренъ, то излученіе, вызванное ударомъ корпускулъ въ такой трубкѣ, должно имѣть максимумъ для длины волны, равной $10^{-3}/10^6$, или 10^{-9} см.; это—величина того же порядка, что и толщина пульсаціи рѣнтгеновскихъ лучей, обладающихъ большою проникающей силой; это подтверждаетъ законъ продолжительности столкновеній.

Дѣйствіе магнитнаго поля на прохожденіе электрическаго тока; „явленіе Голла“.

Голлъ нашелъ, что линіи излученія электрическаго тока въ металлическомъ проводникѣ искривляются, если помѣститъ проводникъ въ магнитномъ полѣ. Искривленіе имѣетъ такой характеръ, какъ будто къ первоначальной электродвижущей силѣ, возбуждающей токъ, присоединилась прибавочная электродвижущая сила, перпендикулярная къ первой и къ магнитной силѣ. Такъ, на примѣръ, представимъ себѣ, что горизонтальная электродвижущая сила, возбуждающая токъ справа налѣво, дѣйствуетъ на тонкую металлическую пластинку въ плоскости бумаги; если ввести пластинку въ магнитное поле, силовыя линіи котораго направлены книзу перпендикулярно къ плоскости бу-

маги, то токъ искривляется такимъ образомъ, какъ если бы на металлѣ дѣйствовала небольшая вертикальная электродвижущая сила въ плоскости бумаги. Въ нѣкоторыхъ металлахъ, — напимѣръ, въ висмутѣ и серебрѣ, — эта сила направлена вертикально вверхъ, въ другихъ металлахъ, какъ желѣзо, кобальтъ и теллуръ, сила направлена вертикально внизъ. Нѣкоторые авторы утверждаютъ, что въ иныхъ сплавахъ эта сила имѣетъ одно направленіе въ случаѣ малыхъ магнитныхъ силъ и противоположное въ случаѣ большихъ. Во многихъ случаяхъ она не пропорціональна магнитной силѣ. Слѣдующія соображенія покажутъ, что разсмотрѣнная нами теорія электропроводности даетъ возможность предвидѣть искривленіе линій тока подѣ дѣйствіемъ магнитнаго поля.

Предположимъ, что черезъ пластинку проходитъ электрическій токъ справа налѣво. Согласно нашему взгляду на токъ, это означаетъ, что отрицательныя корпускулы въ среднемъ имѣютъ нѣкоторую опредѣленную скорость слѣва направо. Пусть средняя скорость теченія отрицательныхъ корпускулъ равна u . Если эти корпускулы находятся подѣ вліяніемъ магнитной силы, направленной внизъ перпендикулярно къ пластинкѣ, то на нихъ дѣйствуетъ вертикальная сила, направленная вверхъ въ плоскости бумаги, численно равная Heu , гдѣ e есть зарядъ на корпускулѣ, а H — напряженіе магнитной силы. Сила, дѣйствующая на корпускулу, такова, какъ если бы въ плоскости бумаги дѣйствовала электродвижущая сила, направленная вертикально внизъ. Такимъ образомъ, здѣсь должно произойти искривленіе линій тока, которое имѣетъ такой же характеръ и направленіе, какъ и въ явленіи Голла въ случаѣ висмута. Однако, если бы это давало исчерпывающее представленіе о дѣйствіи магнитнаго поля на токъ, то явленіе Голла во всѣхъ металлахъ имѣло бы одинаковое направленіе — его направленіе въ висмутѣ — и всегда было бы пропорціонально магнитной силѣ; въ дѣйствительности же ни то ни другое не имѣетъ мѣста. Если бы носителями электричества въ металлѣ были не отрицательно, но положительно заряженныя частицы, то явленіе Голла должно было бы имѣть противоположное направленіе; исходя изъ такого соображенія, нѣкоторые физики объясняютъ противоположныя направленія въ ходѣ явленія Голла въ различныхъ металлахъ слѣдующимъ образомъ: они допускаютъ, что носители электричества въ металлѣ бываютъ двухъ родовъ: заряженные положительно и заряженные отрицательно; въ нѣкоторыхъ металлахъ

преобладают отрицательные носители, въ другихъ положительные. По моему мнѣнію, это предположеніе встрѣчаетъ два серьезныхъ возраженія. Во-первыхъ, у насъ нѣтъ никакихъ указаній на существованіе положительно заряженныхъ частицъ, которыя легко могли бы проложить себѣ путь черезъ металлъ; во-вторыхъ, это предположеніе не объясняетъ различныхъ явленій, связанныхъ съ явленіемъ Голла. Правда, оно объясняетъ явленія Голла различныхъ направленій; но по этой гипотезѣ интенсивность явленія Голла должна быть пропорціональна магнитной силѣ, что въ дѣйствительности имѣетъ мѣсто отнюдь не для всѣхъ веществъ.

Сложность законовъ, которымъ подчиняется явленіе Голла, наводитъ на мысль, что оно обусловливается различными причинами. Но мы можемъ, не прибѣгая къ гипотезѣ положительно заряженныхъ носителей электричества, найти и другія причины, обусловливающія различіе въ направленіи и его непропорціональность магнитной силѣ. Въ предшествующемъ изслѣдованіи мы рассматривали дѣйствіе магнитной силы на частицу лишь на протяженіи ея свободнаго пути, оставляя безъ вниманія вліяніе магнитной силы на столкновенія между корпускулами и молекулами. Но мы легко можемъ видѣть, что магнитное поле можетъ иногда заставить нѣкоторыя подходящія молекулы расположиться такимъ образомъ, чтобы онѣ производили вращательное дѣйствіе на движеніе корпускулы при столкновеніи ея съ молекулой: при этомъ направленіе этого дѣйствія въ однихъ случаяхъ можетъ совпадать съ направленіемъ вращенія, которое магнитное поле сообщаетъ корпускулѣ на протяженіи ея свободнаго пути, а въ другихъ случаяхъ оно можетъ имѣть противоположное направленіе. Возьмемъ простой примѣръ: вообразимъ тѣло, молекулы котораго суть маленькіе магниты; если мы введемъ это тѣло въ магнитное поле съ силовыми линіями, направленными вертикально внизъ, то молекулы тѣла расположатся такимъ образомъ, что ихъ оси будутъ стремиться стать вертикально отрицательными полюсами кверху, положительными книзу. Тогда вблизи самого магнита, въ области между его полюсами, силовыя линіи, обусловливаемые магнитомъ, будутъ направлены противоположно силовымъ линіямъ магнитнаго поля, и напряженіе силы у самого магнита можетъ быть гораздо больше, чѣмъ напряженіе внѣшняго поля. Въ такомъ случаѣ, при столкновеніи корпускулы съ молекулой скорость отклоняется въ направленіи противоположномъ тому, по которому произошло бы от-

клоненіе подѣ дѣйствіемъ магнитнаго поля до столкновенія корпускулы съ магнитомъ, т. е. когда корпускула двигалась бы по свободному пути. Въ этомъ случаѣ формула, выражающая явленіе Голла, состояла бы изъ двухъ членовъ съ противоположными знаками: одинъ представлялъ бы дѣйствіе на корпускулу въ продолженіе ея свободного пути, другой выражалъ бы дѣйствіе во время столкновенія. Легко видѣть, что оба эти дѣйствія имѣли бы одинаковое направленіе, если бы молекулы тѣла представляли собою маленькія частицы діаманитнаго вещества. Замѣтимъ, что, за исключеніемъ телура, въ данномъ отношеніи представляющаго собою совершенную аномалію, желѣзо есть то вещество, въ которомъ явленіе Голла имѣетъ наибольшее отрицательное значеніе (положительнымъ мы называемъ дѣйствіе на корпускулу на протяженіи ея свободного пути). Интересно было бы установить, измѣнило ли бы явленіе Голла свое направленіе въ магнитномъ полѣ чрезвычайно большой интенсивности, значительно превышающей величину, которая требуется для насыщенія желѣза.

Я думаю, однако, что представленіями кинетической теоріи газовъ о свободныхъ путяхъ частицъ нужно пользоваться съ осторожностью, ибо онѣ могутъ оказаться непримѣнимыми къ движенію корпускулъ въ металлахъ. Микрофотографическое изученіе металловъ показываетъ, что они имѣютъ чрезвычайно сложное строеніе. Рис. 21

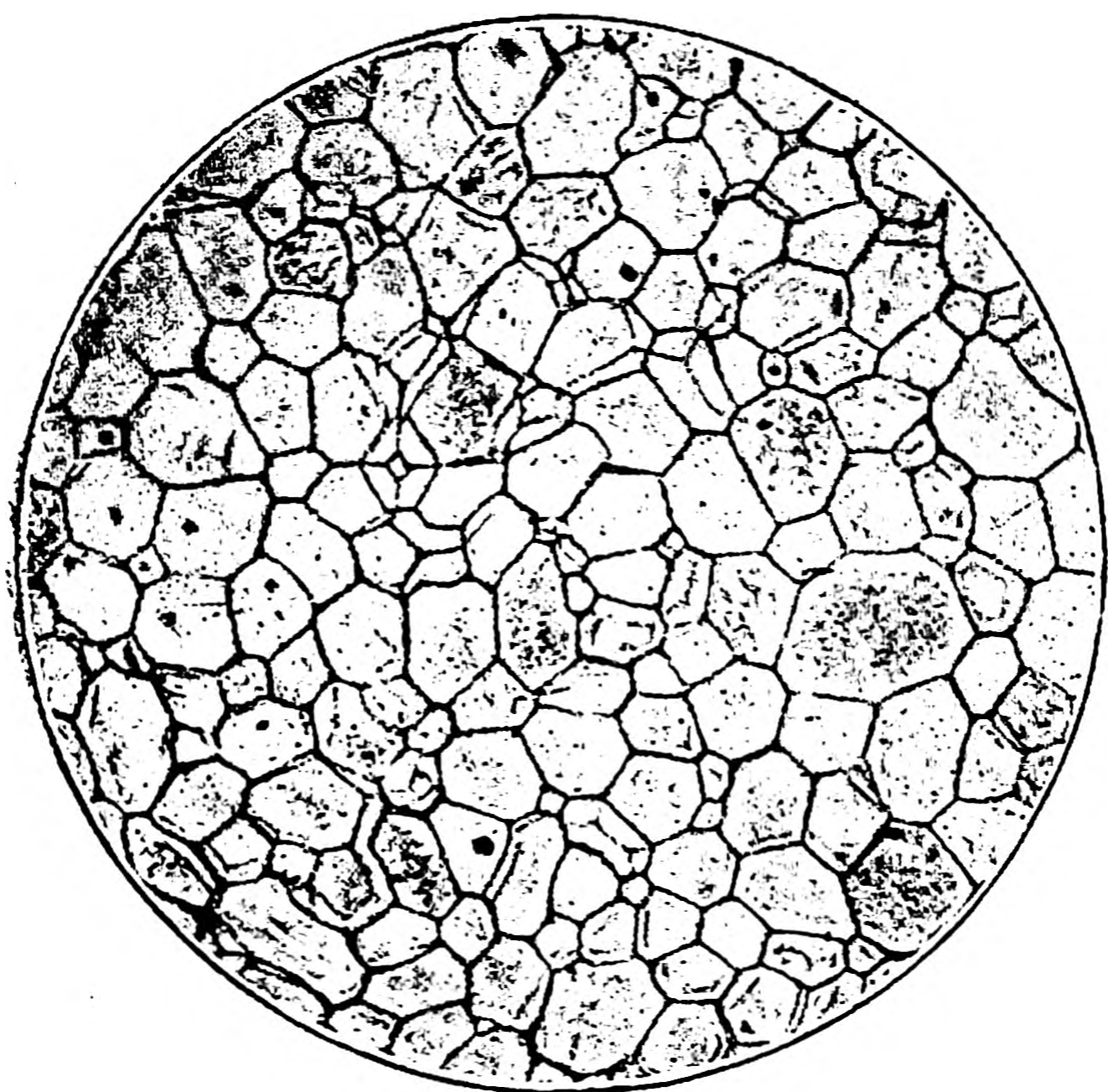


Рис. 21.

представляетъ намъ увеличенное изображеніе отшлифованнаго и окисленнаго кусочка кадмія. Кусокъ металла, повидимому, представляетъ собою агрегатъ большого числа маленькихъ кристалловъ; если деформировать металлъ за предѣлы упругости, то видъ его показываетъ, что эти кристаллы при деформациіи могутъ скользить другъ по другу. Такимъ образомъ, строеніе куска металла рѣзко отличается отъ строенія газа, въ ко-

торомъ частицы распределены равномерно. Съ другой стороны, молекулы металла, повидимому, собраны въ видѣ отдѣльныхъ гнѣздъ: каждое гнѣздо содержитъ нѣсколько молекулъ, и металлъ постро-

енъ изъ агрегатовъ такихъ гнѣздъ. Столкновѣнія, опредѣляющія свободные пути корпускулъ, быть можетъ, происходятъ не съ отдѣльными молекулами, а съ этими именно группами; въ такомъ случаѣ значительныя видоизмѣненія свободныхъ путей могутъ обусловливаться различіями въ числѣ молекулъ въ каждой группѣ безъ соотвѣтственнаго измѣненія плотности металла. Въ видѣ простого примѣра предположимъ, что эти группы представляютъ собою маленькіе шары; сравнимъ свободные пути корпускулы въ случаѣ (1), когда единица объема содержитъ n шаровъ радіуса a , и въ случаѣ (2), когда въ единицѣ объема содержитсяъ m шаровъ радіуса b ; предполагая, что количество вещества въ единицѣ объема одинаково въ обоихъ случаяхъ, имѣемъ $n a^3 = m b^3$. Если свободные пути въ обоихъ случаяхъ обозначимъ соотвѣтственно черезъ λ_1 и λ_2 , то

$$\lambda_1 = \frac{1}{n \pi a^2} \text{ и } \lambda_2 = \frac{1}{m \pi b^2};$$

такъ какъ $n a^3 = m b^3$, то $\lambda_1/\lambda_2 = a/b$.

Такимъ образомъ, въ данномъ случаѣ свободный путь былъ бы пропорціоналенъ радіусу группы; чѣмъ больше группа, тѣмъ длиннѣе свободный путь. Поэтому, если бы эти группы распадались отъ повышенія температуры на меньшія части, это влекло бы за собою значительное уменьшеніе свободного пути корпускулы безъ замѣтнаго измѣненія плотности, тогда какъ въ газѣ повышеніе температуры, не сопровождаемое измѣненіемъ плотности, совершенно не вліяетъ на свободный путь, если столкновѣнія между молекулами газа подобны столкновѣніямъ твердыхъ упругихъ шаровъ. Если теорія, согласно которой электропроводность обусловливается корпускулами, находящимися въ термическомъ равновѣсіи съ окружающей средой, вѣрна, то слѣдуетъ, по моему мнѣнію, предположить, что свободный путь значительно мѣняется въ зависимости отъ температуры и природы металла. При разсмотрѣніи явленія Пельтье мы увидимъ, что количества свободныхъ корпускулъ въ единицѣ объема въ различныхъ металлахъ, вообще говоря, мало отличаются другъ отъ друга, такъ что весьма большія различія въ электрическомъ сопротивленіи металловъ должны обусловливаться въ значительно большей степени различіемъ свободныхъ путей корпускулъ, чѣмъ различнымъ количествомъ ихъ. Поэтому отношеніе свободныхъ путей корпускулъ должно быть числомъ того же порядка, какъ и отношеніе соотвѣтствующихъ электропроводностей. Если бы свобод-

ные пути корпускулъ въ металлѣ опредѣлялись тѣми же условіями, какъ и въ газѣ, т. е. если бы длина λ была равна $N/\pi a^2$, гдѣ a есть радіусъ молекулъ, а N число молекулъ въ единицѣ объема, то мы могли бы показать, что различія въ длинѣ λ далеко не достаточны для того, чтобы ими можно было объяснить различія въ величинѣ электропроводности. Дѣйствительно, число N мы можемъ найти, дѣля плотность металла на атомный вѣсъ его, а для сужденія о величинѣ a^3 мы можемъ воспользоваться значеніями показателей преломленія соединений различныхъ металловъ. Этимъ путемъ мы найдемъ, что различія въ выраженіи $1/N\pi a^2$ даже приблизительно не столь велики, какъ различія въ электропроводности, и что связь между этими величинами очень мала или ея даже не существуетъ вовсе. Мало того, если рассматриваемая нами теорія вѣрна, то величина λ должна претерпѣвать значительныя измѣненія не только при переходѣ отъ одного металла къ другому, но даже въ случаѣ одного и того же металла при различныхъ температурахъ. Это вытекаетъ изъ разсмотрѣнія явленія Томсона, состоящаго въ конвекціи теплоты посредствомъ электрическаго тока, проходящаго черезъ тѣло, части котораго нагрѣты неодинаково.

Разность потенциаловъ на металлахъ въ явленіи Пельтье.

Предположимъ, что мы привели въ соприкосновеніе два металла A и B , имѣющіе одинаковую температуру, и что давленіе корпускулъ (т. е. $\frac{1}{3} N m v^2$, гдѣ N есть число корпускулъ въ единицѣ объема, m — масса и v средняя — скорость корпускулъ) въ металлѣ A больше, чѣмъ въ металлѣ B . Въ такомъ случаѣ корпускулы будутъ перетекать изъ металла A въ металлъ B ; но, такъ какъ корпускулы имѣютъ отрицательный зарядъ, то потокъ корпускулъ будетъ заряжать металлъ B отрицательнымъ электричествомъ, а металлъ A положительнымъ. Притягивающее дѣйствіе положительнаго электричества на металлѣ A будетъ постепенно затруднять отдѣленіе корпускулъ отъ него, и переходъ корпускулъ прекратится совершенно, когда притяженіе ихъ положительнымъ электричествомъ металла A и отталкиваніе отрицательнымъ металла B какъ разъ уравновѣсятъ дѣйствіе разности давленій. Положительный зарядъ въ A и отрицательный въ B находятся у самой поверхности раздѣла; эти

заряды дадутъ разность электрическаго потенціала между A и B , которую можно вычислить слѣдующимъ образомъ.

Предположимъ, что между обоими веществами находится тонкій слой AB , въ которомъ переходъ отъ вещества A къ веществу B происходитъ постепенно. Пусть N означаетъ число корпускулъ на единицу объема на разстояніи x отъ одной грани нашего слоя; пусть p будетъ давленіе корпускулъ въ этомъ мѣстѣ и X электрическая сила. Если e есть зарядъ корпускулы, то дѣйствующая на корпускулы сила, рассчитанная на единицу объема, равна XNe . Если имѣетъ мѣсто равновѣсіе, то послѣдняя должна быть уравновѣшена силой, обусловливаемой измѣненіемъ давленія при переходѣ съ одной стороны слоя къ другой. Сила, обусловленная давленіемъ, равна $\frac{dp}{dx}$; слѣдовательно:

$$\frac{dp}{dx} = XNe.$$

Но, если ϑ есть абсолютная температура, то

$$p = \frac{2}{3} \alpha N \vartheta;$$

если по всей толщинѣ слоя температура имѣетъ постоянную величину, то мы имѣемъ отсюда,

$$\frac{2}{3} \alpha \vartheta \frac{1}{N} \frac{dN}{dx} = Xe.$$

Интегрируя обѣ части этого уравненія по толщѣ слоя, мы получимъ:

$$\frac{2}{3} \frac{\alpha \vartheta}{e} \log \frac{N_1}{N_2} = V;$$

здѣсь V обозначаетъ разность потенціаловъ на двухъ сторонахъ слоя, а N_1 и N_2 обозначаютъ соотвѣтственно числа корпускулъ на единицу объема у A и B . Итакъ, если мы исключимъ тотъ случай, когда числа N_1 и N_2 равны другъ другу, то при переходѣ черезъ соединеніе двухъ металловъ имѣетъ мѣсто конечное измѣненіе потенціала.

Но $\frac{2}{3} \alpha \vartheta / e = p / Ne$; такъ какъ это выраженіе имѣетъ одинаковую величину для всѣхъ газовъ, то мы можемъ остановиться на водородѣ при температурѣ 0°C и атмосферномъ давленіи; въ этомъ случаѣ $p = 10^6$, и $Ne = 0.41$; при 0°C мы имѣемъ, слѣдовательно,

$$\frac{2}{3} \alpha \vartheta / e = 2.5 \times 10^6, \text{ такъ что въ вольтахъ}$$

$$V = \frac{1}{40} \cdot \frac{\vartheta}{273} \log \frac{N_1}{N_2}. \quad (1)$$

Величина возникающихъ такимъ образомъ разностей потенціаловъ не сравнима съ величиной разностей потенціаловъ Вольты на двухъ соприкасающихся металлахъ; дѣйствительно, для того чтобы разность потенціаловъ была равна одному вольту, необходимо, чтобы $\log N_1/N_2 = 40$, или $N_1/N_2 = 2.36 \times 10^{17}$, — что совершенно несовмѣстимо съ относительными значеніями сопротивленій двухъ такихъ металловъ, какъ мѣдь и цинкъ. Но сравнительно небольшія варіаціи въ числѣ корпускулъ вызвали бы разности потенціаловъ, вполне сравнимыя съ тѣми, которыя соотвѣтствуютъ явленію Пельтье — нагрѣванію или охлажденію мѣста соединенія двухъ металловъ, черезъ которые проходитъ электрическій токъ. Разсмотримъ, на примѣръ, случай, когда явленіе Пельтье обнаруживается особенно сильно, а именно для сурьмы и висмута; при температурѣ 0°C разность V здѣсь равна около $1/30$ вольта; изъ уравненія (1) мы видимъ, что въ этомъ случаѣ $\lg (N_1/N_2) = 1.33$ или $N_1/N_2 = 3.8$. Итакъ, если бы число корпускулъ въ единицѣ объема сурьмы было приблизительно въ четыре раза больше, чѣмъ въ висмутѣ, то по нашей теоріи мы получили бы явленіе Пельтье въ размѣрахъ, приблизительно соотвѣтствующихъ дѣйствительности. Такъ какъ въ сурьмѣ и висмутѣ явленіе Пельтье обнаруживается гораздо сильнѣе, чѣмъ въ большинствѣ другихъ паръ металловъ, то мы заключаемъ, что по нашей теоріи количества свободныхъ корпускулъ для различныхъ металловъ, вообще говоря, не слишкомъ отличаются другъ отъ друга. По интенсивности явленія Пельтье при сочетаніи одного какого-нибудь металла поочередно со всѣми прочими металлами мы можемъ найти отношенія числа корпускулъ въ каждомъ изъ этихъ металловъ къ числу корпускулъ въ исходномъ металлѣ. Поступая такимъ образомъ, мы можемъ найти отношеніе свободныхъ путей корпускулъ въ различныхъ металлахъ, потому что при одной и той же температурѣ проводимость металла пропорціональна произведенію изъ числа корпускулъ на единицу объема и свободного пути корпускулы въ металлѣ; вмѣстѣ съ тѣмъ мы можемъ узнать, совмѣстимы ли вычисленные такимъ образомъ свободные пути съ другими свойствами металловъ. Такое сравненіе приводитъ, однако, по моему мнѣнію, къ заключенію, что предполагаемый нами механизмъ прохожденія электрическаго тока въ проводникѣ является въ лучшемъ случаѣ лишь частью процесса

электропроводности металловъ, но не исчерпываетъ его. Однимъ изъ доводовъ въ пользу такого заключенія являются рѣзкія измѣненія электрическаго сопротивленія нѣкоторыхъ металловъ при плавленіи, которыя, однако, не сопровождаются, повидимому, соотвѣтствующимъ измѣненіемъ термоэлектрическихъ свойствъ. Такъ, напримѣръ, электропроводности олова, цинка и свинца при температурѣ плавленія почти въ два раза больше въ твердомъ состояніи металловъ, чѣмъ при жидкомъ. Всѣ эти металлы при отвердѣваніи сжимаются, такъ что среднее разстояніе между молекулами въ жидкомъ состояніи больше, чѣмъ въ твердомъ. Электропроводность измѣняется пропорціонально произведенію числа корпускулъ N въ единицѣ объема на длину λ свободного пути корпускулы. Такъ какъ разстояніе между молекулами при жидкомъ состояніи тѣла больше, чѣмъ при твердомъ, то мы должны ожидать, что свободный путь корпускулъ больше; но, если произведение $N\lambda$ при твердомъ и жидкомъ состояніяхъ равно соотвѣтственно $N_1\lambda_1$ и $N_2\lambda_2$, то $N_1\lambda_1 = 2N_2\lambda_2$, и, такъ какъ λ_2 больше λ_1 , то число N_1 должно быть больше, чѣмъ $2N_2$. Принимая во вниманіе уравненіе (1), мы найдемъ, что явленіе Пельтье между твердымъ и жидкимъ металломъ должно составлять приблизительно половину того, которое имѣетъ мѣсто въ случаѣ сурьмы и висмута, по этому явленіе должно быть выражено чрезвычайно сильно. Однако же, какъ указываютъ Г. Видеманъ (G. Wiedemann. Electricität, II, стр. 289), Фидцжеральдъ (Fitzdgerald), Минарелли (Minarelli) и Обермайеръ (Obermeyer) не могли обнаружить какихъ-либо рѣзкихъ измѣненій термоэлектрическихъ токовъ въ цѣпи, содержащей эти металлы, когда послѣдніе переходили изъ твердаго состоянія въ жидкое; между тѣмъ, если бы число свободныхъ корпускулъ уменьшалось на половину, то явленіе было бы весьма замѣтно. Такимъ образомъ, между результатами, къ которымъ приводитъ опредѣленіе относительнаго числа корпускулъ въ двухъ состояніяхъ тѣла, существуетъ разногласіе: данныя, вытекающія изъ разсмотрѣнія термоэлектрическихъ явленій, противорѣчатъ заключеніямъ, къ которымъ приводятъ свойства электрическаго сопротивленія. Это разногласіе слишкомъ велико, чтобы его можно было объяснить какими-нибудь ошибками въ опытныхъ данныхъ.

Явленіе Томсона.

Лордъ Кельвинъ показалъ, что въ нѣкоторыхъ металлахъ электрическій токъ переноситъ теплоту отъ нагрѣтыхъ частей тѣ-

ла къ холоднымъ, тогда какъ въ другихъ металлахъ теплота переносится въ противоположномъ направленіи. Вычислимъ, каково должно быть количество переносимой теплоты по теоріи, которую мы разсматривали. Предположимъ, что мы имѣемъ металлическій стержень AB , въ которомъ температура возрастаетъ отъ A къ B . Если давленіе корпускулъ зависитъ отъ температуры, то вдоль стержня должна дѣйствовать электродвижущая сила, которая не даетъ корпускуламъ переноситься подъ вліяніемъ этихъ разностей давленія. Если p есть давленіе корпускулы въ точкѣ, отстоящей на разстояніи x отъ конца A , то сила, дѣйствующая на корпускулы, заключенныя между двумя плоскостями на разстояніяхъ x и $x + \Delta x$ отъ конца A , равна $\Delta x \frac{dp}{dx}$ на единицу поверхности этихъ плоскостей и направлена справа налѣво. Чтобы уравновѣсить эту силу, мы должны имѣть электродвижущую силу, которая стремится двигать корпускулы слѣва направо и опредѣляется изъ уравненія:

$$X_{ep} \Delta x = \frac{dp}{dx} \Delta x,$$

или

$$X_e = \frac{1}{n} \frac{dp}{dx},$$

гдѣ n есть число корпускулъ въ единицѣ объема на разстояніи x отъ конца A . Если ϑ есть абсолютная температура стержня въ концѣ A , то мы имѣемъ (см. стр. 61)

$$p = \frac{2}{3} n \alpha \vartheta,$$

откуда

$$X_e = \frac{2}{3} \frac{1}{n} \frac{d}{dx} (\alpha n \vartheta).$$

Поэтому корпускула, переходящая съ разстоянія $x + \delta x$ отъ конца на разстояніе x , отниметъ отъ металла нѣкоторое количество теплоты, механической эквивалентъ которой будетъ $X_e \delta x$, или

$$\frac{2}{3} \frac{1}{n} \frac{d}{dx} (\alpha n \vartheta) dx.$$

Находясь на разстояніи $x + dx$, корпускула имѣетъ кинетическую энергію, равную $\alpha \left(\vartheta + \frac{d\vartheta}{dx} dx \right)$, тогда какъ на разстояніи x кинетическая энергія корпускулы составляетъ лишь $\alpha \vartheta$; слѣдовательно, на протяженіи между x и $x + dx$ корпускула сообщаетъ металлу

количество теплоты, равное $\alpha \frac{d\vartheta}{dx} dx$, такъ что все количество теплоты, которое металлъ получаетъ отъ корпускулы, равно

$$\left\{ \alpha \frac{d\vartheta}{dx} - \frac{2}{3} \frac{1}{n} \frac{d}{dx} (\alpha n \vartheta) \right\} dx,$$

или

$$\left(\alpha - \frac{2}{3} \frac{1}{n} \frac{d}{d\vartheta} (\alpha n \vartheta) \right) d\vartheta.$$

Если токъ i идетъ въ направленіи возрастающихъ абсциссъ x , то число корпускулъ, которое за единицу времени протекаетъ черезъ единицу площади въ направленіи, противоположномъ току, равно i/e , а работа, эквивалентная теплотѣ, которую онѣ сообщаютъ металлу въ интервалѣ между точками, имѣющими температуры ϑ и $\vartheta + d\vartheta$, выразится такимъ образомъ:

$$\frac{i}{e} \left(\alpha - \frac{2}{3} \frac{1}{n} \frac{d}{d\vartheta} (\alpha n \vartheta) \right) d\vartheta.$$

Обозначимъ черезъ σ такъ называемую „удѣльную теплоту электричества въ металлѣ“; въ такомъ случаѣ все количество теплоты, по опредѣленію равно

$$- i \sigma d\vartheta;$$

передъ выраженіемъ стоитъ знакъ минусъ, потому что токъ направленъ отъ холодной части цѣпи къ горячей; отсюда

$$\begin{aligned} \sigma &= -\frac{1}{e} \left(\alpha - \frac{2}{3} \frac{1}{n} \frac{d}{d\vartheta} (\alpha n \vartheta) \right) \\ &= -\frac{\alpha}{3e} \left\{ 1 - 2\vartheta \frac{d}{d\vartheta} \log n \right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1) \end{aligned}$$

$$= \frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} \vartheta \frac{d}{d\vartheta} \log n \vartheta^{-1/2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Въ выраженіи σ членъ $\frac{\alpha}{3e}$ имѣетъ одну и ту же величину для всѣхъ металловъ; такъ какъ электродвижущая сила въ термоэлектрической цѣпи, состоящей изъ двухъ металловъ, вызываетъ только разность удѣльныхъ теплотъ обоихъ металловъ, то указанный членъ не будетъ вліять на величину электродвижущей силы въ цѣпи. Но отъ него зависитъ количество теплоты, развивающейся въ проводникѣ, и мы найдемъ, что, если только этотъ членъ не уничтожается почти со-

вершенно членомъ $\frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} \frac{\vartheta}{d} \log n$, то количество теплоты, при прохожденіи тока черезъ неравномерно нагрѣтый проводникъ, должно далеко превысить то количество теплоты, которое наблюдается въ дѣйствительности.

Въ самомъ дѣлѣ, формула (1) выражаетъ количество теплоты, развиваемой единицей тока при прохожденіи его между двумя мѣстами, въ которыхъ разность температуръ равна 1°C ; такъ какъ величина $\alpha/3e$ равна приблизительно 0.45×10^4 , то количество теплоты, выражаемое первымъ членомъ формулы (1), равно $0.45 \times 10^4 / 4.2 \times 10^7$ или 1.07×10^{-4} калорій въ секунду.

Разсматриваемое тепловое дѣйствіе, насколько намъ извѣстно въ настоящее время, проявляется въ висмутѣ сильнѣе, чѣмъ во всѣхъ другихъ металлахъ; между тѣмъ, какъ показываетъ опытъ, развивающееся въ висмутѣ количество теплоты составляетъ лишь около 0.3×10^{-4} калорій, т. е. приблизительно $1/3$ количества, выражаемаго членомъ $\alpha/3e$, а въ висмутѣ дѣйствіе это еще гораздо сильнѣе, чѣмъ во всякомъ другомъ металлѣ. Поэтому, въ виду того, что величина σ невелика въ сравненіи съ величиной $\alpha/3e$, мы получимъ изъ уравненія (1) приближенно:

$$\log n = \frac{1}{2} \log \vartheta + \text{const.}$$

Такимъ образомъ n приблизительно пропорціонально числу $\vartheta^{1/2}$, т. е. число свободныхъ корпускулъ приблизительно пропорціонально квадратному корню изъ абсолютной температуры. Если удѣльная теплота электричества есть положительная величина, то число свободныхъ корпускулъ мѣняется въ зависимости отъ температуры нѣсколько быстрѣе этого, при отрицательной же величинѣ удѣльной теплоты нѣсколько медленнѣе. Это измѣненіе числа свободныхъ корпускулъ въ зависимости отъ температуры вызываетъ еще болѣе быстрое измѣненіе свободного пути корпускулы. Дѣйствительно, какъ мы видѣли, (см. стр. 50, 51) электропроводность пропорціональна величинѣ $n\lambda v/\vartheta$. Скорость v пропорціональна $\vartheta^{1/2}$, а число n , какъ мы только-что видѣли, измѣняется приблизительно по такому же закону; слѣдовательно, электропроводность приблизительно пропорціональна длинѣ λ свободного пути корпускулъ въ металлѣ. Однако, электропроводность многихъ чистыхъ металловъ измѣняется почти обратно про-

порціоально абсолютной температурѣ; поэтому средняя длина свободного пути въ этихъ металлахъ находится въ такой же самой зависимости отъ температуры, т. е. она должна быть обратно пропорціоально абсолютной температурѣ. Это быстрое измѣненіе свободного пути въ зависимости отъ температуры было бы невозможно, если бы строеніе металла было аналогично строенію газа, сжатого такъ, что разстоянія между молекулами уменьшились бы всѣ въ одинаковой пропорціи. Если бы металлъ состоялъ изъ агрегатовъ, молекулъ отчасти распадающихся съ возрастаніемъ температуры, то, какъ мы видѣли, средняя длина свободного пути могла бы быстро мѣняться въ зависимости отъ температуры. Такъ какъ, согласно разсматриваемой теоріи, длина свободного пути измѣняется приблизительно обратно пропорціоально абсолютной температурѣ, то при низкихъ температурахъ, которыя мы можемъ получить съ помощью жидкаго воздуха или жидкаго водорода, длина свободныхъ путей должна быть гораздо больше, чѣмъ при обычныхъ лабораторныхъ температурахъ. Поэтому пониженіе температуры должно оказывать большое вліяніе на явленія, зависящія отъ длины свободного пути, какъ, напримѣръ, дѣйствіе магнитной силы на электрическое сопротивленіе или поглощеніе свѣта металломъ (которое должно сильно мѣняться въ зависимости отъ того, будетъ ли продолжительность колебанія свѣта больше или меньше промежутка времени, въ теченіе котораго корпускула описываетъ свой свободный путь); опыты въ этомъ направленіи имѣли бы большую цѣнность для повѣрки теоріи. Если длина λ пропорціоальна дроби $1/\vartheta$, то отношеніе λ/v , т. е. время, затрачиваемое корпускулой на прохожденіе длины свободного пути, должно измѣняться пропорціоально величинѣ $1/\vartheta^{3/2}$. Скорость, пріобрѣтенная корпускулой подъ дѣйствіемъ постоянной электрической силы, должна быть пропорціоальна той же величинѣ $1/\vartheta^{1/2}$, такъ что съ возрастаніемъ температуры она будетъ быстро уменьшаться.

Число свободныхъ корпускулъ въ единицѣ объема металла.

По количеству теплоты, которое поглощается или выдѣляется при прохожденіи электрическаго тока черезъ мѣсто соединенія двухъ металловъ, мы можемъ опредѣлить отношеніе двухъ чиселъ, выражающихъ количества корпускулъ въ единицѣ объема каждаго металла; а исходя изъ явленія Томсона, мы можемъ найти, какъ измѣняется это число въ какомъ-ли-

бо металлъ въ зависимости отъ температуры. Поэтому, если мы можемъ узнать число корпускулъ въ единицѣ объема одного металла при какой-либо одной температурѣ, то мы въ состояніи будемъ вычислить соотвѣтствующее число корпускулъ всякаго другого металла при любой температурѣ.

Мы перейдемъ теперь къ разсмотрѣнію методовъ нахожденія абсолютнаго числа корпускулъ въ единицѣ объема; такъ какъ электропроводность даетъ намъ значеніе произведенія $n \lambda$, то, умѣя опредѣлять длину λ , мы сможемъ также найти число n . Сперва мы рассмотримъ методы, которые приводятъ къ непосредственному опредѣленію числа n .

Одинъ изъ простѣйшихъ методовъ въ принципѣ сводится къ разсмотрѣнію явленія, которое имѣетъ мѣсто, когда мы сообщаемъ куску металла электрическій зарядъ. Для большей ясности допустимъ, что зарядъ отрицательный, и что носителями его являются свободныя корпускулы. Эти корпускулы должны занимать слой конечной толщины у поверхности металла, потому что, будь этотъ слой корпускулъ безконечно малой толщины, давленіе, оказываемое этими корпускулами, было бы значительно больше давленія корпускулъ во внутренней части металла. Корпускулы изъ этого слоя уходили бы внутрь металла, пока электрическая сила ихъ зарядовъ не была бы въ состояніи уравновѣсить силы, возникающія вслѣдствіе разности давленій на поверхности металла и внутри его. Толщину слоя, занимаемаго отрицательнымъ зарядомъ, мы можемъ вычислить слѣдующимъ образомъ: пусть A будетъ поверхность плоскаго куска металла, имѣющаго отрицательный зарядъ; n число корпускулъ въ единицѣ объема до заряженія металла, $n + \xi$ — число корпускулъ при точкѣ, отстоящей на разстояніи x отъ поверхности пластинки послѣ заряженія, p — давленіе корпускулъ на этомъ разстояніи, и, наконецъ, X пусть будетъ электрическая сила, которая стремится задержать движеніе корпускулъ слѣва направо. Въ случаѣ устойчиваго состоянія корпускулъ

$$\frac{dp}{dx} = X e (n + \xi);$$

но $p = \frac{2}{3} \alpha (n + \xi) \vartheta$, гдѣ $\alpha \vartheta$ есть средняя кинетическая энергія корпускулы при абсолютной температурѣ ϑ ; такъ какъ число n не зависитъ отъ x , то, принимая, что число ξ незначительно въ сравненіи съ n , мы получаемъ:

$$\frac{2}{3} \alpha \vartheta \frac{d\tilde{\xi}}{dx} = X e n;$$

но, если e измѣрено въ электростатическихъ единицахъ, то

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi \tilde{\xi} e;$$

слѣдовательно,

$$\frac{2}{3} \alpha \vartheta \frac{d^2 \tilde{\xi}}{dx^2} = 4\pi e^2 n \tilde{\xi}$$

или

$$\tilde{\xi} = A e^{-px},$$

гдѣ A есть постоянная и $p^2 = \frac{4\pi e^2 n}{\frac{2}{3} \alpha \vartheta}$. Чтобы опредѣлить значеніе

A , мы воспользуемся уравненіемъ $e \int_0^\infty \tilde{\xi} dx = Q$, гдѣ Q есть зарядъ, который приходится на единицу площади. Подставляя сюда значеніе $\tilde{\xi}$, найдемъ $\frac{eA}{p} = Q$, и, слѣдовательно,

$$\tilde{\xi} = \frac{pQ}{e} e^{-px}.$$

Отсюда мы видимъ, что число $\tilde{\xi}$ имѣетъ замѣтное значеніе, пока x не слишкомъ велико по сравненію съ $1/p$; поэтому мы можемъ принять величину $1/p$ или $(\alpha \vartheta / 6\pi e^2 n)^{-1/2}$ за мѣру толщины слоя, занимаемаго электричествомъ. Подставляя вмѣсто $\alpha \vartheta$ и e значенія 3.6×10^{-14} и 3×10^{-10} , мы найдемъ, что при 0°C

$$\frac{1}{p} = \{10^6 / 15\pi n\}^{1/2}$$

Но такъ какъ

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi e \tilde{\xi},$$

то

$$X = 4\pi Q e^{-px}$$

и

$$\int_0^\infty X dx = \frac{4\pi Q}{p}.$$

Такова разность потенціаловъ на поверхности и внутри металла; от-

сюда мы видимъ, что, когда сообщается электрическій зарядъ полному проводнику, на поверхности котораго поддерживается потенциалъ нуль, то потенциалъ внутри проводника не остается равнымъ нулю, какъ это обыкновенно принимаютъ въ электростатикѣ, но измѣняется на $4\pi Q/p$, гдѣ Q есть зарядъ на единицу поверхности проводника. Поэтому мы можемъ опредѣлить число p , если измѣримъ измѣненіе, произведенное извѣстнымъ намъ зарядомъ, а изъ уравненія $15\pi n = 10^6 p^2$ мы найдемъ затѣмъ число n . Можно принять, что число молекулъ металла (въ единицѣ объема) заключается въ предѣлахъ между 10^{22} и 10^{23} ; слѣдовательно, если число корпускулъ сравнимо съ числомъ молекулъ, то число p будетъ порядка 10^8 , и поэтому толщина слоя, въ которомъ расположено электричество, есть число порядка 10^{-8} см. Въ этомъ случаѣ даже сильный зарядъ вызоветъ внутри металла хотя и малое измѣненіе потенциала, но, быть можетъ, все же доступное нашему измѣренію. Если бы проводникъ находился въ воздухѣ при нормальномъ давленіи, то наибольшее значеніе, какого можетъ достигнуть величина $4\pi Q$, не вызывая образованія искръ, равно 100 электростатическимъ единицамъ. Если окружить проводникъ твердымъ діэлектрикомъ, напримѣръ парафиномъ, то величину $4\pi Q$ можно будетъ, не вызывая разряда, довести, вѣроятно, до 1000. Если $4\pi Q$ равно 10^3 и $p = 10^8$, то измѣненіе потенциала было бы равно 10^{-5} въ электростатическихъ единицахъ или 3×10^{-3} вольтъ, а такая величина могла бы еще быть измѣрена.

Бозе (Bose) и другіе изслѣдователи производили рядъ опытовъ съ цѣлью узнать, измѣняется ли электрическое сопротивленіе, если сообщить электрическій зарядъ весьма тонкому проводнику; до сихъ поръ результаты получались отрицательные. На первый взглядъ мы можемъ ожидать, что, сообщая полоскѣ металла зарядъ отрицательнаго электричества и увеличивая такимъ образомъ число отрицательныхъ корпускулъ, мы вызовемъ также увеличеніе электропроводности полоски; однако, дѣло можетъ обстоять иначе. Дѣйствительно, предположимъ, что поверхность металла не гладкая, но бороздчатая; тогда весь зарядъ сосредоточится въ выдающихся частяхъ бороздокъ; токъ же совершенно минуетъ эти части, проходя по пластинкѣ кратчайшимъ путемъ т. е. по углубленіямъ у бороздокъ. Это непременно должно произойти, какъ бы тщательно мы не отшлифовали поверхность, такъ какъ электричество проникаетъ вглубь лишь на разстояніе, сравнимое съ размѣромъ молекулы.

Мы можемъ, однако, найти верхній и нижній предѣлы числа свободныхъ корпускулъ; мы увидимъ, что эти предѣлы приводятъ къ противорѣчію; поэтому, изложивъ вкратцѣ способъ опредѣленія этихъ предѣловъ, мы разсмотримъ вопросъ, не окажется ли, быть можетъ, вторая точка зрѣнія на функцію и распредѣленіе корпускулъ (указанная на стр. 46) болѣе свободной отъ возраженій.

Мы можемъ опредѣлить нижній предѣлъ числа свободныхъ корпускулъ въ единицѣ объема металла, основываясь на результатахъ опытовъ Рубенса (Rubens) и Гагена (Hagen) надъ отраженіемъ длинныхъ волнъ отъ поверхности металловъ. Изъ этихъ опытовъ слѣдуетъ, что электропроводность металловъ при прохожденіи черезъ нихъ волнъ длиною въ 25μ (μ равно 10^{-4} см.) такова же, какъ и электропроводность при дѣйствіи стаціонарныхъ электрическихъ силъ; даже въ томъ случаѣ, когда длина волнъ равна всего 4μ , электропроводность отличается не больше, чѣмъ на 20% отъ электропроводности для стаціонарныхъ силъ. Можно легко показать, что если k есть электропроводность при дѣйствіи постоянныхъ силъ и если силы мѣняются пропорціонально $\sin nt$, то электропроводность

пропорціональна величинѣ $k \frac{\sin^2 n T}{n^2 T^2}$, гдѣ $2T$ есть промежутокъ време-

мени между двумя столкновеніями. Слѣдовательно, электропроводность уменьшается въ весьма значительной степени, если только указанный промежутокъ не малъ въ сравненіи съ періодомъ электрической силы: напримѣръ, если бы величина T была равна одной

четверти періода силы, такъ что $nT = \frac{\pi}{2}$, то электропроводность

свелась бы всего къ $1/(\pi/2)^2$, или къ 0.4 ея стаціонарнаго значенія. Такъ какъ уменьшеніе электропроводности въ случаѣ свѣтовыхъ волнъ длиною въ 4μ меньше этого, то мы заключаемъ, что промежутокъ времени между двумя столкновеніями короче, чѣмъ четверть періода этого свѣта, т. е. меньше 3.3×10^{-15} . Когда электрическая

сила равна единицѣ, то скорость u равна $\frac{1}{2} \frac{e}{m} T$; слѣдовательно, u

меньше, чѣмъ $\frac{1}{2} \cdot 3.3 \times 10^{-15} \frac{e}{m}$; а такъ какъ электропроводность k

равна nei , то число n , равное k/ei , будетъ больше, чѣмъ $\frac{k 10^{15} m}{1.6 e^2}$.

Для серебра величина k равна приблизительно 5×10^{-4} ; такъ какъ $e/m = 1.7 \times 10^7$ и $e = 10^{-20}$, то мы видимъ, что въ этомъ металлѣ число n должно быть больше, чѣмъ 1.8×10^{21} .

Этотъ именно результатъ и вызываетъ затрудненіе, о которомъ мы уже упоминали. Въ самомъ дѣлѣ, предположимъ, что таково именно число корпускулъ въ единицѣ объема; такъ какъ при температурѣ ϑ энергія каждой корпускулы равна $\alpha\vartheta$, то для того, чтобы повысить на 1°C температуру корпускулъ въ единицѣ объема металла, пришлось бы затратить энергію $n\alpha$; но такъ какъ $\alpha = 1.3 \times 10^{-16}$ (см. стр. 61), то энергія, которую пришлось бы сообщить одной единицѣ объема серебра для повышенія температуры однѣхъ лишь корпускулъ, превышала бы $1.3 \times 1.8 \times 10^8$ эрговъ, что составляетъ около 6 граммъ-калорій. Но чтобы нагрѣть одинъ кубическій сантиметръ серебра на одинъ градусъ, требуется всего лишь около 0,6 калорій, и сюда входитъ энергія, нужная для повышенія температуры какъ корпускулъ, такъ и атомовъ металла. Такимъ образомъ мы приходимъ къ противорѣчію. Величина теплоемкости металловъ показываетъ, что число корпускулъ не можетъ превышать извѣстнаго предѣла; съ другой стороны, это число далеко недостаточно для объясненія наблюденій электропроводности металловъ, если интервалы между столкновеніями корпускулъ такъ малы, какъ того требуютъ явленія въ металлахъ по опытамъ Рубенса.

ГЛАВА V.

Вторая теорія электропроводности.

Теперь мы перейдемъ къ изложенію второй теоріи электропроводности; рассмотримъ, объясняетъ ли она такъ же хорошо, какъ первая теорія, соотношеніе между теплопроводностью и электропроводностью и допускаетъ ли она тѣ же возраженія, какъ и первая, или же она свободна отъ нихъ.

Согласно этой теории корпускулы отрываются от атомов металла благодаря дѣйствию окружающих атомовъ. Чтобы получить достаточно опредѣленное представленіе объ этомъ процессѣ, которое дало бы намъ возможность вычислить обусловливаемую имъ

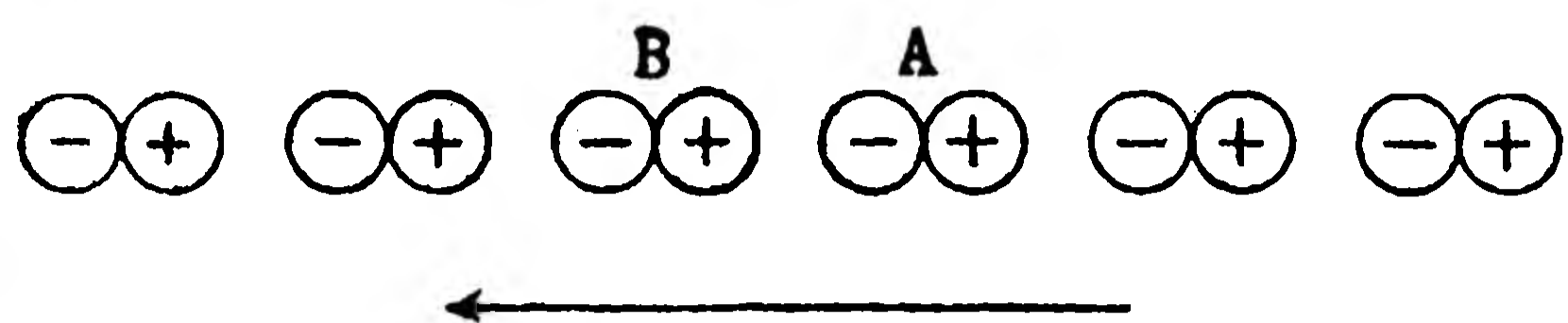


Рис. 22.

электропроводность, мы будемъ предполагать, что въ металлѣ находится большое число двойниковъ, составленныхъ каждый изъ

одного положительно наэлектризованнаго атома и другого, наэлектризованнаго отрицательно, обмѣнъ же корпускулъ происходитъ такимъ образомъ, что корпускула покидаетъ отрицательную половину одного такого двойника и переходитъ въ положительную часть другого. Подъ дѣйствиемъ электрической силы эти двойники стремятся расположиться вдоль прямой (рис. 22) на подобіе цѣпи Гротгуса (Grotthus) въ старой теории электролиза. Двигаясь по направленію стрѣлки, корпускулы будутъ производить теченіе отрицательнаго электричества въ направленіи, противоположномъ электрической силѣ, или теченіе положительнаго электричества по направленію электрической силы.

Перейдемъ къ вычисленію силы возникающаго такимъ образомъ тока. Разсмотримъ, что произойдетъ съ двойникомъ, составленнымъ изъ электрическаго заряда $+e$, соединеннаго съ другимъ зарядомъ $-e$, если помѣстить его въ электрическомъ полѣ, въ которомъ напряженіе электрической силы равно X . Потенціальная энергія двойника, ось котораго (прямая, соединяющая отрицательный зарядъ съ положительнымъ) составляетъ уголъ ϑ съ направленіемъ электрической силы, равна $-Xed \cos \vartheta$, гдѣ d есть разстояніе между зарядами двойника. Если двойники распредѣляются такимъ же образомъ, какъ въ газѣ, въ которомъ распредѣленіе потенциальной энергіи слѣдуетъ закону Максвелля, то число двойниковъ, обладающихъ потенциальной энергіей V , будетъ пропорціонально числу e^{-hV} , гдѣ $1/h = \frac{2}{3} \alpha \vartheta$; $\alpha \vartheta$ попрежнему есть средняя кинетическая энергія молекулы при абсолютной температурѣ ϑ . Въ такомъ случаѣ число двойниковъ, оси которыхъ образуютъ съ направленіемъ силы X уголъ, содержащійся между ϑ и $\vartheta + d\vartheta$, будетъ пропорціонально числу $e^{hXed \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta}$, и среднее значеніе $\cos \vartheta$ для этихъ двойниковъ равно

$$\frac{\int_0^\pi \epsilon^h X e d \cos \vartheta \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^\pi \epsilon^h X e d \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta}.$$

Но величина $X e d h$ чрезвычайно мала, если только величина электрической силы не выходит далеко за предѣлы того значенія, какое возможно въ обычныхъ условіяхъ проводимости металловъ: въ самомъ дѣлѣ, паденіе потенціала, которое долженъ испытать зарядъ e , чтобы пріобрѣсти энергію, которой обладаетъ молекула при 0°C , составляетъ приблизительно $1/25$ вольта, число же h обратно пропорціонально этой энергіи; если поэтому электрическое поле не настолько сильно, чтобы паденіе потенціала въ промежуткѣ между двумя составными частями двойника было сравнимо съ указанной величиной, то величина $h X e d$ мала; но въ такомъ случаѣ

$$\int_0^\pi \epsilon^h X e d \cos \vartheta \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \frac{2}{3} h X e d$$

и

$$\int_0^\pi \epsilon^h X e d \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = 2;$$

слѣдовательно, среднее значеніе $\cos \vartheta$ равно $\frac{1}{3} h X e d$, или $\frac{2}{9} \frac{X e d}{\alpha \vartheta}$.

Если каждый двойникъ выбрасываетъ p корпускулъ въ секунду, то благодаря поляризаціи, которую мы сейчасъ разсмотрѣли, возникающій потокъ корпускулъ будетъ такой же, какъ если бы каждый двойникъ выбрасывалъ въ секунду $p \times \frac{2}{9} \frac{X e d}{\alpha \vartheta}$ корпускулъ въ одномъ и томъ же направленіи, противоположномъ электрической силѣ. Поэтому, если число двойниковъ въ единицѣ объема равно n , а разстояніе между центрами двойниковъ равно b , то величина тока черезъ единицу площади равна

$$\frac{2}{9} \frac{e^2 X d p n b}{\alpha \vartheta}.$$

Если мы примемъ, что распредѣленіе осей двойниковъ въ металлѣ слѣдуетъ тому же закону, какъ и въ газѣ, то предыдущая формула выразить силу тока черезъ металлъ, а, слѣдовательно, электропроводность c будетъ выражаться формулой

$$c = \frac{2}{9} \frac{e^2 d p n b}{\alpha \vartheta}.$$

Теплопроводность.

Если мы предположимъ, что кинетическая энергія корпускулы въ двойникѣ пропорціональна кинетической энергіи, т. е. температурѣ самого двойника, то обмѣнъ корпускулъ повлечетъ за собою переносъ теплоты отъ болѣе теплыхъ частей металла къ болѣе холоднымъ: этимъ обусловливается теплопроводность металла. Предположимъ, что кинетическая энергія корпускулы въ двойникѣ при температурѣ ϑ равна $\alpha \vartheta$. Если корпускула переходитъ отъ двойника съ температурой $\vartheta + \delta \vartheta$ къ двойнику съ температурой ϑ , который освободилъ одну корпускулу, чтобы дать мѣсто вновь приходящей, то послѣдняя переноситъ количество теплоты въ размѣрѣ $\alpha \delta \vartheta$. Разсмотримъ теперь, какое количество теплоты проходитъ черезъ плоскость, перпендикулярную къ градіенту температуры. За единицу времени черезъ эту плоскость проходитъ $\frac{1}{3} n b p$ корпускулъ. Если разность температуръ двухъ смежныхъ двойниковъ равна $\delta \vartheta$, то за одну секунду эти корпускулы перенесутъ черезъ плоскость

$$\frac{1}{3} n b p \alpha \delta \vartheta$$

единицъ теплоты; такъ какъ b есть разстояніе между двойниками, то $\delta \vartheta = \frac{d \vartheta}{d x} b$, если величина x измѣряется въ направлѣніи теплого тока. Слѣдовательно, теплопроводность κ выражается формулой

$$\kappa = \frac{1}{3} n b^2 p \alpha.$$

Такимъ образомъ, по этой теоріи κ/c , отношеніе теплопроводности къ электропроводности равно

$$\frac{3}{2} \frac{b \alpha^2 \vartheta}{d e^2}.$$

По первой теоріи то же отношеніе было равно

$$\frac{4}{3} \frac{\alpha^2 \vartheta}{e^2}.$$

Въ веществѣ, въ которомъ находится такое множество двойниковъ, что они почти соприкасаются другъ съ другомъ, числа d и b должны весьма мало отличаться другъ отъ друга, и въ этомъ случаѣ отношеніе проводимостей, вычисленное по новой теоріи, составило бы $\frac{9}{8}$ величины того же отношенія по старой теоріи. Если же двойники распредѣлены не столь густо, то разстояніе b больше d , и отношеніе проводимостей по новой теоріи будетъ болѣе велико, чѣмъ по старой. Согласованіе результатовъ опыта съ данными второй теоріи по меньшей мѣрѣ не хуже, чѣмъ и въ первой теоріи: въ самомъ дѣлѣ, для хорошихъ проводниковъ новая теорія даетъ результаты, величина которыхъ того же порядка, какъ и результаты опыта, а множитель b/d указываетъ, что отношеніе проводимостей не вполне одинаково для всѣхъ веществъ, но мѣняется въ тѣсныхъ предѣлахъ для хорошихъ проводниковъ, и въ болѣе широкихъ предѣлахъ для дурныхъ проводниковъ. Все это вполне согласуется съ опытомъ.

Теорія соотношенія между лучистой энергіей и температурой.

Какъ мы видѣли (стр. 58), Лоренцъ показалъ, что излученіе съ длинными волнами можно разсматривать, какъ часть электромагнитныхъ пульсацій, которыя возникаютъ, когда корпускулы приходятъ въ столкновенія съ атомами вещества, въ которомъ онѣ движутся; исходя изъ этого принципа, Лоренцъ опредѣлилъ соотвѣтствующее количество энергіи, и найденная имъ величина сходится съ результатомъ опыта. Но и въ новой теоріи, какъ и въ старой, мы имѣемъ дѣло съ заряженными корпускулами, которыя внезапно приходятъ въ движеніе и внезапно останавливаются, такъ что въ результатѣ непрерывно возникаютъ электромагнитныя пульсаціи; послѣднія мы можемъ представить съ помощью теоремы Фурье въ видѣ ряда волнъ, имѣющихъ всевозможныя длины отъ нуля до бесконечности. Мы должны разсмотрѣть, будетъ ли энергія излученій съ длинными волнами, вычисленная для данной температуры по новой теоріи, приблизительно равна величинѣ, найденной въ прежней теоріи.

Необходимо разсмотрѣть нѣсколько подробнѣе, чѣмъ раньше, теорію излученія металловъ, которое обусловливается возникновеніемъ и пріостановкой движенія наэлектризованныхъ системъ внутри металла. Мы уже приводили выше (см. стр. 59) формулу Лоренца,

выражающую величину излученія съ весьма длинными волнами, которое возникает благодаря остановкѣ корпускулъ. Нижеслѣдующимъ путемъ мы можемъ получить выраженіе для энергіи, которая соотвѣтствуетъ любой длинѣ волны и испускается одной единицей объема металла. Въ случаѣ весьма длинныхъ волнъ, это выраженіе совпадаетъ съ формулой Лоренца.

Мы уже видѣли, что при ускореніи движенія наэлектризованная частица даетъ начало пульсаціямъ электрической и магнитной силы. Если f есть ускореніе заряженнаго тѣла O въ моментъ t , то магнитная сила въ точкѣ P и въ моментъ $t + \frac{OP}{c}$ равна $\frac{ef \sin \vartheta}{c \cdot OP}$, гдѣ ϑ есть уголъ, образуемый прямой OP съ направлениемъ ускоренія, а c скорость свѣта. Обусловленная этимъ магнитнымъ полемъ энергія на единицу объема при точкѣ P равна $\frac{H^2}{8\pi}$, гдѣ

$$H = \frac{ef \sin \vartheta}{c \cdot OP},$$

а черезъ квадратную единицу вокругъ точки P радіально протекаетъ количество энергіи, равное $cH^2/8\pi$. Распространяя интегрированіе на поверхность сферы съ центромъ въ точкѣ O и радіусомъ OP , мы найдемъ что потокъ энергіи, обусловленный магнитнымъ полемъ, въ единицу времени измѣряется величиной $\frac{1}{3} \frac{e^2 f^2}{c}$. Такова же величина потока энергіи, обусловленной электрическимъ полемъ, такъ что вся энергія излученія, испускаемаго заряженнымъ тѣломъ, въ единицу времени равна $\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{c}$, какъ это впервые было доказано Ларморомъ.

Все количество излученной энергіи равно

$$\frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} f^2 dt.$$

Зная ускореніе f въ функціи t , мы можемъ опредѣлить величину всей излученной энергіи. Если мы желаемъ опредѣлить, какая часть этой энергіи соотвѣтствуетъ свѣтовымъ лучамъ, которые имѣютъ длину волны въ заданныхъ предѣлахъ, мы должны представить съ помощью теоремы Фурье ускореніе f въ видѣ ряда членовъ гармонической функціи времени.

На слѣдующемъ примѣрѣ мы рассмотримъ результатъ возникновенія и остановки движенія заряженной частицы въ твердомъ тѣлѣ. Частица выходитъ изъ состоянія покоя, въ теченіе промежутка t_1 она имѣетъ постоянное ускореніе β , къ концу этого промежутка она достигаетъ опредѣленной скорости и затѣмъ движется съ этой постоянной скоростью въ теченіе промежутка t_2 ; въ концѣ этого промежутка происходитъ столкновение; мы примемъ, что теперь тѣло получаетъ въ продолженіе промежутка t_1 ускореніе $-\beta$, благодаря которому она вновь возвращается въ состояніе покоя.

Если мы возьмемъ за начало счета времени $t = 0$ моментъ, когда частица находится въ срединѣ своего свободнаго пути, то ускореніе f , какъ функція отъ времени, имѣетъ слѣдующія значенія:

$$f = 0 \text{ въ теченіе промежутка отъ } t = -\infty \text{ до } t = -\left(t_1 + \frac{t_2}{2}\right)$$

$$f = \beta \text{ въ теченіе промежутка отъ } t = -\left(t_1 + \frac{t_2}{2}\right) \text{ до } t = -\frac{t_2}{2}$$

$$f = 0 \text{ въ теченіе промежутка отъ } t = -\frac{t_2}{2} \text{ до } t = \frac{t_2}{2}$$

$$f = -\beta \text{ въ теченіе промежутка отъ } t = \frac{t_2}{2} \text{ до } t = t_1 + \frac{t_2}{2}$$

$$f = 0 \text{ отъ } t = t_1 + \frac{t_2}{2} \text{ до } t = \infty.$$

Но если $\varphi(t)$ есть функція t , то изъ теоремы Фурье мы имѣемъ:

$$\varphi(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(u) \cos q(u-t) dq du,$$

Примѣняя это равенство къ нашему случаю, мы получимъ послѣ интегрированія:

$$f = \frac{4\beta}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin q \frac{t_1}{2} \sin q \frac{t_1 + t_2}{2} \sin qt \cdot dq}{q}.$$

Но, какъ показалъ лордъ Рэлей (Philosophical Magazine, іюнь 1889, стр. 466), если

$$\varphi(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} f_1(q) \sin qt. dq,$$

то

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [\varphi(t)]^2 dt = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [f_1(q)]^2 dq;$$

следовательно,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f^2 dt = \frac{16 \beta^2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin^2 q \frac{t_1}{2} \cdot \sin^2 q \frac{t_1 + t_2}{2}}{q^2} dq.$$

Энергія, излучаемая заряженнымъ тѣломъ, равна

$$\begin{aligned} & \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} f^2 dt = \\ & = \frac{32}{3} \frac{e^2}{\pi c} \beta^2 \int_0^{\infty} \frac{\sin^2 q \frac{t_1}{2} \sin^2 q \frac{t_1 + t_2}{2}}{q^2} dq. \end{aligned}$$

Поэтому, если за одну секунду въ одной единицѣ объема происходитъ s столкновений, то энергія, излучаемая въ теченіе одной секунды единицей объема, равна

$$s \times \frac{32}{3} \frac{e^2}{\pi c} \beta^2 \int_0^{\infty} \frac{\sin^2 q \frac{t_1}{2} \sin^2 q \frac{t_1 + t_2}{2}}{q^2} dq.$$

а энергія, соотвѣтствующая волнамъ, частота которыхъ заключается въ предѣлахъ отъ q до $q + dq$, равна

$$s \times \frac{32}{3} \frac{e^2}{\pi c} \beta^2 \frac{\sin^2 q \frac{t_1}{2} \sin^2 q \frac{t_1 + t_2}{2}}{q^2} dq \quad . \quad . \quad . \quad (A)$$

Въ случаѣ, который былъ разсмотрѣнъ Лоренцомъ, волны имѣютъ большую длину, то есть величина q незначительна въ сравне-

ніи съ $1/t_1$, или съ $1/(t_1 + t_2)$ и $s = \frac{nv}{\lambda}$; въ этомъ случаѣ предыдущее выраженіе приводится къ слѣдующему:

$$\frac{nv}{\lambda} \frac{2}{3} \frac{e^2}{\pi c} \beta t_1^2 (t_1 + t_2)^2 q^2 dq \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (B)$$

Но $\beta = v/t_1$ и, если величина t_1 , т. е. продолжительность столкновений незначительна въ сравненіи съ временемъ t_2 , въ теченіе котораго частица движется свободно, то $\lambda = vt_2$, такъ что предыдущее выраженіе получаетъ видъ:

$$nv \frac{2}{3} \frac{e^2}{\pi c} \lambda q^2 dq.$$

Но электропроводность $k = \frac{1}{4} \frac{ne^2 \lambda v}{\alpha \vartheta}$, такъ что энергія, излучаемая единицей объема въ единицу времени, равна

$$\frac{8}{3} \frac{\alpha \vartheta}{\pi c} k q^2 dq.$$

Мы можемъ получить выраженіе для потока лучистой энергіи, исходя изъ слѣдующаго принципа: при стаціонарномъ состояніи системы количество энергіи, которое поглощается единицей объема въ единицу времени, равно количеству энергіи, которое излучается тѣмъ же объемомъ въ теченіе того же промежутка времени. Если E есть электрическая сила въ потокѣ лучистой энергіи, а сила тока есть i , то энергія, поглощаемая единицей объема въ единицу времени, равна Ei или kE^2 (такъ какъ $i = kE$). Но энергія W единицы объема равна $\frac{KE^2}{4\pi}$, гдѣ K удѣльная емкость индукціи въ электромагнитныхъ единицахъ; поэтому, количество энергіи, поглощаемой въ единицу времени, есть $\frac{4\pi k}{K} W$; эта послѣдняя величина въ случаѣ стаціонарнаго состоянія системы должна представлять также излучаемую энергію; поэтому мы имѣемъ:

$$\frac{4\pi k}{K} W = \frac{8\alpha \vartheta}{3\pi c} k q^2 dq,$$

и такимъ образомъ та часть потока лучистой энергіи, которая со-

отвѣтствуетъ волнамъ съ частотами въ предѣлахъ отъ q до $q + dq$, равна

$$\frac{2}{3} \frac{\partial \alpha K}{\pi^2 c} q^2 dq.$$

Если показатель преломленія вещества равенъ μ , то

$$K = \mu^2 / c^2;$$

слѣдовательно, плотность потока лучистой энергіи равна

$$\frac{2}{3} \frac{\alpha \partial \mu^2}{\pi^2 c^3} q^2 dq;$$

какъ показалъ Лоренцъ, этотъ результатъ хорошо согласуется съ результатами дѣйствительныхъ измѣреній радіаціи. Мы должны помнить, что этотъ результатъ справедливъ лишь въ томъ случаѣ, когда частота волнъ очень мала не только потому, что выраженіе A лишь въ этомъ случаѣ приводится къ виду B , но еще и по той причинѣ, что въ случаѣ большой частоты проводимость k не будетъ имѣть того значенія, которое мы ей приписали.

Возвратимся къ выраженію A количества излучаемой энергіи. Мы видимъ, что количество энергіи имѣетъ наибольшее значеніе при такой частотѣ колебаній, когда величина qt_1 мала, а $q(t_1 + t_2)$ имѣетъ конечное значеніе, т. е. когда періодъ свѣтового колебанія сравнимъ съ временемъ, въ теченіе котораго частица пробѣгаетъ свой свободный путь: при такой частотѣ свѣта энергія его больше, чѣмъ энергія свѣта весьма малой частоты; мы можемъ однако легко показать, что наибольшее количество энергіи, какъ и слѣдовало ожидать, соотвѣтствуетъ тѣмъ волнамъ, въ которыхъ время колебаній сравнимо съ t_1 т. е. съ продолжительностью столкновенія.

Убѣдиться въ этомъ мы можемъ слѣдующимъ путемъ: такъ какъ скорость излученія энергіи равна $\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{c}$, то количество энергіи U , излучаемой одной корпускулой, въ разсмотрѣнномъ нами случаѣ равно

$$\frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \beta^2 t_1 + \frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \beta^2 t_1, \text{ или } \frac{4}{3} \frac{e^2}{c} \beta^2 t_1.$$

Когда частота колебаній очень мала, то излучаемая энергія, кото-

рая соотвѣтствуетъ частотѣ колебаній, содержащейся между q и $q + dq$, равна

$$\frac{2}{3} \frac{e^2}{c\pi} \beta^2 t_1^2 (t_1 + t_2)^2 q^2 dq,$$

а вся энергія U волнъ, частота которыхъ заключается въ предѣлахъ отъ 0 до q , дается выраженіемъ:

$$\frac{2}{9} \frac{e^2}{\pi c} \beta^2 t_1 \cdot q t_1 \cdot q^2 (t_1 + t_2)^2;$$

такъ какъ величины $q t_1$ и $q(t_1 + t_2)$ обѣ очень малы, то энергія U_1 представляетъ собою лишь небольшую долю полного количества U излучаемой энергіи.

Теперь рассмотримъ случай, когда число $q t_1$ очень мало, а $q(t_1 + t_2)$ имѣетъ конечную величину; въ этомъ случаѣ энергія въ предѣлахъ отъ q до $q + dq$ равна

$$\frac{8}{3} \frac{e^2}{c\pi} \beta^2 t_1^2 \sin^2 \frac{q(t_1 + t_2)}{2} dq,$$

а величина энергіи U_2 для интервала отъ 0 до q равна

$$U_2 = \frac{4}{3} \frac{e^2}{c\pi} \beta^2 t_1 \cdot q t_1.$$

Такъ какъ число $q t_1$ мало, то и величина U_2 мала въ сравненіи съ U ; она, однако, велика въ сравненіи съ тепловымъ излученіемъ U_1 съ длинными волнами. Изъ того, что и U_1 и U_2 малы въ сравненіи съ U , мы заключаемъ, что значительно большая часть энергіи заключается въ свѣтѣ, для котораго періодъ колебанія есть величина такого же порядка, какъ и продолжительность столкновенія. Если эта послѣдняя зависитъ отъ температуры такимъ образомъ, что уменьшается съ возрастаніемъ послѣдней, и если при извѣстной температурѣ она представляетъ собою величину такого же порядка, что и время колебанія видимаго свѣта, то излученіе при этой температурѣ будетъ, главнымъ образомъ, видимый свѣтъ; и чѣмъ температура выше, тѣмъ этотъ свѣтъ будетъ болѣе синимъ.

Сдѣланныя нами предположенія о природѣ ускоренія заряженнаго тѣла,—а именно, что оно равно β въ теченіе короткаго интервала t_1 , затѣмъ равно нулю въ теченіе времени t_2 , и, наконецъ, равно $-\beta$ въ продолженіе промежутка t_1 , быть можетъ, болѣе подходятъ къ первой теоріи металлической проводимости, чѣмъ ко второй, въ которой мы предполагаемъ, что заряженное тѣло отрывается отъ атома вслѣдствіе притяженія тѣла B и, ударившись объ это по-

слѣднее, внезапно останавливается. Въ этомъ случаѣ умѣстнѣе будетъ предположить, что ускореніе f равно β_2 въ продолженіе времени t_2 и затѣмъ въ теченіе весьма короткаго промежутка времени t_1 это ускореніе равно $-\beta_1$, при чемъ $\beta_2 t_2 = \beta_1 t_1$.

Примѣняя прежній методъ, мы легко можемъ показать, что энергія свѣтовая съ частотой между q и $q + dq$, излучаемая одной единицей объема въ одну секунду, равна

$$s \frac{2}{3} \frac{e^2}{\pi c} \left(\beta_2^2 \sin^2 \frac{q t_2}{2} + \beta_1^2 \sin^2 \frac{q t_1}{2} - 2 \beta_1 \beta_2 \sin \frac{q t_2}{2} \sin \frac{q t_1}{2} \cos q (t_1 + t_2) \right) \frac{dq}{q^2},$$

или

$$s \frac{8}{3} \frac{e^2}{\pi c} \beta_1^2 t_1^2 \left(\frac{\sin^2 \frac{q t_1}{2}}{q^2 t_1^2} + \frac{\sin^2 \frac{q t_2}{2}}{q^2 t_2^2} - \frac{2 \sin \frac{q t_1}{2}}{q t_1} \cdot \frac{\sin \frac{q t_2}{2}}{q t_2} \cos q (t_1 + t_2) \right) dq.$$

При очень малыхъ значеніяхъ величины q предыдущее выраженіе приводится къ слѣдующему виду:

$$s \frac{1}{6} \frac{e^2}{\pi c} \beta_1^2 t_1^2 (t_1 + t_2)^2 q^2 dq,$$

или, такъ какъ t_1 гораздо меньше, чѣмъ t_2 ,

$$\frac{1}{6} s \frac{e^2}{\pi c} \beta_2^2 t_2^4 q^2 dq.$$

Но $\frac{1}{2} \beta_2 t_2^2$ есть путь, пройденный заряженнымъ тѣломъ во время ускореннаго движенія; это выраженіе равно, слѣдовательно, разстоянію b , отдѣляющему обѣ системы, между которыми проходитъ заряженное тѣло; поэтому, величина энергіи, излучаемой за одну секунду одной единицей объема, равна

$$\frac{2}{3} s \frac{e^2}{\pi c} b^2 q^2 dq.$$

Если мы обозначимъ черезъ W пронизывающій тѣло потокъ лучистой энергіи съ частотой въ указанныхъ предѣлахъ, то получимъ, какъ въ предыдущемъ случаѣ:

$$\frac{4 \pi k c^2}{\mu^2} W = \frac{2}{3} \frac{s e^2}{\pi c} b^2 q^2 dq,$$

гдѣ k есть электропроводность; такимъ образомъ, по этой теоріи

$$k = \frac{2 e^2 p n b d}{9 \alpha \vartheta}.$$

Но $s = n \mu^2$, поэтому

$$W = \frac{3}{4} \frac{\alpha \vartheta p}{\pi^2 c^3} \frac{b}{d} q^2 dq;$$

тогда какъ по первой теоріи мы имѣли (см. стр. 90)

$$W = \frac{2}{3} \frac{\alpha \vartheta \mu^2}{\pi^2 c^3} q^2 dq.$$

Если числа b и d весьма мало отличаются другъ отъ друга (случай хорошаго проводника), то величина излученія, вычисленная по новой теоріи, относится къ величинѣ излученія по старой теоріи, какъ 9 къ 8. Такимъ образомъ, эти два выраженія такъ мало отличаются другъ отъ друга, что при современномъ состояніи нашихъ знаній мы не можемъ сказать, какая изъ этихъ теорій лучше согласуется съ фактами въ данномъ отношеніи.

По этой теоріи несравненно большая часть радіаціи, исходящей отъ металла, состоитъ изъ чрезвычайно короткихъ волнъ, для которыхъ періодъ колебанія есть число сравнимое съ t_1 .

Явленія Пельтье и Томсона.

Первая изъ двухъ разсмотрѣнныхъ нами теорій, которая предполагаетъ, что корпускулы распределены по всему металлу и находятся съ нимъ въ состояніи термическаго равновѣсія, объясняетъ эти явленія слѣдующимъ образомъ. Если въ единицѣ объема содержится n корпускулъ со средней скоростью v , то въ одномъ направленіи черезъ единицу площади металла въ секунду проходитъ $\frac{1}{6} n v$ корпускулъ. Слѣдовательно, если мы имѣемъ два соприкасающихся металла A и B , и произведеніе $n v$ въ металлѣ A имѣетъ другое значеніе, нежели въ металлѣ B , то число корпускулъ, переходящихъ отъ A къ B , не будетъ равно числу корпускулъ, переходящихъ отъ B къ A . Для большей опредѣленности предположимъ, что потокъ, идущій черезъ тѣло A больше, чѣмъ черезъ B ; металлъ A будетъ больше терять корпускулъ, чѣмъ получать, и потому зарядится положительнымъ электричествомъ, а металлъ B зарядится отрицательнымъ электричествомъ. Такое распределеніе электричества будетъ стремиться уменьшать теченіе корпускулъ изъ A и увеличивать теченіе корпускулъ изъ B ; электрическіе заряды будутъ накапливаться до тѣхъ поръ, пока оба потока не сдѣлаются равными, послѣ чего наступитъ стаціонарное состояніе. Это накопленіе положительнаго электричества на A и отрицательнаго на B образуетъ „двойной электрическій слой“, въ которомъ установится конечная разность потенціаловъ, служащая мѣрой явленія Пельтье въ мѣстѣ соединенія металловъ. Подобнымъ же образомъ въ случаѣ,

если величина потока $\frac{1}{6}nv$ зависит отъ температуры металла, количество корпускулъ, проходящихъ черезъ каждое сѣченіе неравномѣрно нагрѣтаго проводника, не будетъ одинаковымъ по всему металлу, и состояніе проводника не можетъ быть стаціонарнымъ; различіе количествъ энергіи, протекающей черезъ различныя сѣченія, обусловливаетъ накопленіе электричества вдоль проводника, которое въ свою очередь возбудитъ электрическую силу; послѣдняя будетъ способствовать усиленію тока въ тѣхъ мѣстахъ, гдѣ онъ слабъ, и ослабленію его тамъ, гдѣ онъ силенъ; такимъ образомъ теченіе будетъ происходить равномѣрно по всему проводнику. Дѣйствіе этихъ силъ и представляетъ собою явленіе Томсона.

Согласно второй теоріи, по которой предполагается, что корпускулы выходятъ изъ одного электрическаго двойника и приходятъ въ состояніе покоя въ другомъ, движеніе корпускулъ происходитъ по всему тѣлу; сохраняя обозначенія стр. 86, мы легко можемъ найти, что число корпускулъ, которыя проходятъ въ одну секунду въ одномъ направленіи черезъ единицу площади, равно

$$\frac{1}{6} n p b.$$

Поэтому, если, какъ раньше, два металла A и B соприкасаются другъ съ другомъ, и величина $n p b$ имѣетъ неодинаковое значеніе для этихъ двухъ металловъ, то одинъ металлъ пріобрѣтаетъ электричество, другой теряетъ его; такимъ образомъ, въ мѣстѣ соединенія металловъ возникаетъ скопленіе электричества, чѣмъ возбуждается электрическое поле; это поле усиливаетъ потокъ въ одномъ металлѣ и ослабляетъ его въ другомъ, пока оба тока не сравняются.

Самые способы воздѣйствія электрической силы на теченіе корпускулъ существенно различны въ обѣихъ теоріяхъ. По первой теоріи электрическая сила дѣйствуетъ на свободныя корпускулы, ускоряя ихъ въ одномъ металлѣ и замедляя въ другомъ; по второй же теоріи теченіе корпускулъ измѣняется благодаря дѣйствію электрическаго поля не на свободныя корпускулы, а на двойники, которые, какъ мы предположили, разсѣяны по всему металлу. Если оси этихъ двойниковъ распредѣлены равномѣрно по всѣмъ направленіямъ, то потокъ корпускулъ, обусловленный отдѣленіемъ ихъ отъ двойниковъ, происходитъ равномѣрно по всѣмъ направленіямъ. Если же на металлъ дѣйствуетъ электрическая сила, которую можно считать параллельной оси x -овъ, то она поляризуетъ распредѣленіе осей до-

никовъ, направляя въ сторону оси x -овъ большее число сей, чѣмъ въ противоположную; такимъ образомъ, эта электрическая сила будетъ уменьшать теченіе корpusкулъ въ положительномъ направленіи оси x -овъ и усиливать его въ противоположномъ направленіи. Мы можемъ поэтому ослаблять или усиливать токъ въ любомъ направленіи; прилагая соотвѣтственные электрическія силы. Въ мѣстѣ соединенія двухъ металловъ первоначальное неравенство корpusкулярныхъ токовъ, проходящихъ черезъ мѣсто соединенія, вызываетъ накопленіе электричества, продолжающееся до тѣхъ поръ, пока возбужденныя этой электризаціей силы не уравниютъ токовъ въ обоихъ металахъ. Эти то силы и даютъ начало явленію Пельтье; явленіе же Томсона обусловливается тѣми силами, которыя необходимы, чтобы сдѣлать теченіе корpusкулъ въ неравномерно нагрѣтомъ проводникѣ одинаковымъ во всѣхъ точкахъ.

Явленіе Голла и дѣйствіе магнитнаго поля на электрическое сопротивленіе.

По второй теоріи металлической проводимости явленіе Голла происходитъ отъ дѣйствія магнитнаго поля на расположеніе осей двойниковъ, существованіе которыхъ въ металлѣ эта теорія предполагаетъ; по первой теоріи же это явленіе объясняется дѣйствіемъ магнитнаго поля на корpusкулы.

Чтобы понять, какъ происходитъ явленіе по второй теоріи, предположимъ, что AB есть двойникъ, на который дѣйствуетъ электрическая сила, параллельная оси x -въ; это электрическое поле даетъ пару силъ, стремящуюся установить ось двойника по направленію силы. Если движеніе двойника происходитъ въ магнитномъ полѣ, то, какъ только двойникъ начинаетъ двигаться, возникаютъ силы, которыя дѣйствуютъ на положительные и отрицательные заряды въ концахъ двойника перпендикулярно къ магнитной силѣ и къ направленію движенія зарядовъ. Если бы двойникъ поворачивался вокругъ точки, находящейся въ срединѣ между обоими зарядами, то скорость отрицательнаго заряда была бы равна и противоположна скорости положительнаго заряда; магнитное поле дѣйствовало бы одинаково на оба заряда, и соединенное дѣйствіе этихъ двухъ силъ на двойникъ вызвало бы лишь поступательное перемѣщеніе двойни-

ка безъ отклоненія оси; въ этомъ случаѣ явленіе Голла не имѣло бы мѣста. Предположимъ однако, что двойникъ вращается не вокругъ средней точки, такъ что скорости зарядовъ уже не равны и противоположны; тогда магнитное поле дѣйствуетъ неодинаково на оба заряда. Силы имѣли бы конечный моментъ относительно оси, проходящей черезъ точку, вокругъ которой вращается двойникъ, и та-

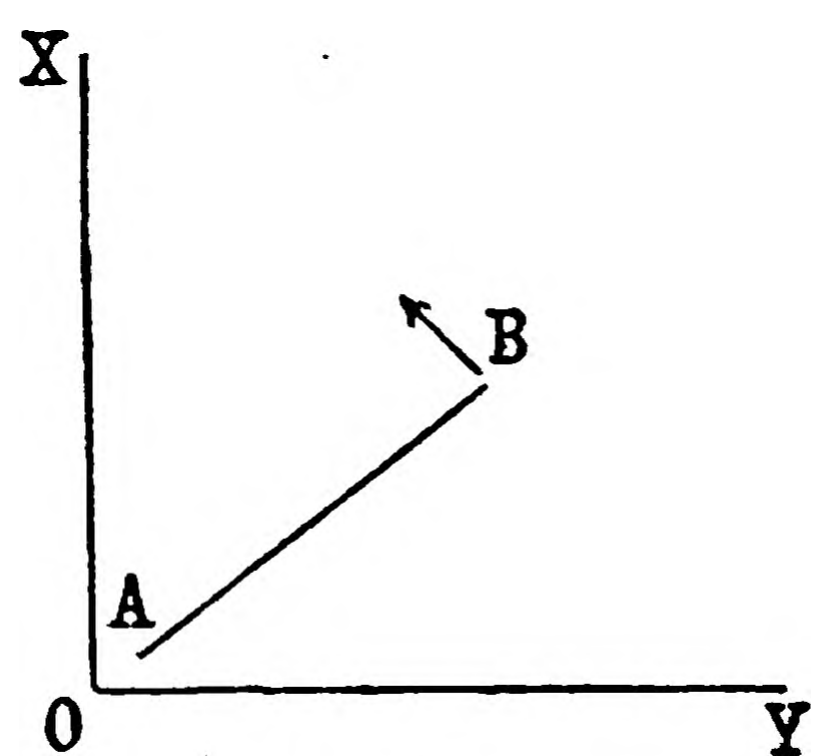


Рис. 23.

кимъ образомъ возникла бы пара, стремящаяся отклонить ось двойника. Если бы всѣ такія пары стремились повернуть оси двойниковъ въ одномъ направленіи, то осей, устремленныхъ въ эту сторону, было бы больше, чѣмъ въ противоположную, и потому въ этомъ направленіи возникъ бы токъ; такимъ образомъ, благодаря магнитной силѣ могли бы возникнуть боковые токи, аналогичные тѣмъ, которые составляютъ явленіе Голла.

Чтобы подробнѣе прослѣдить явленіе Голла, рассмотримъ, что произойдетъ, если точка, вокругъ которой поворачивается двойникъ AB , совпадаетъ съ однимъ изъ зарядовъ, скажемъ съ отрицательнымъ зарядомъ A . Пусть магнитная сила дѣйствуетъ въ направленіи OY , а электрическая по прямой OX (рис. 23). Рассмотримъ двойникъ AB находящійся первоначально въ плоскости XOY ; подѣ дѣйствіемъ электрической силы двойникъ AB , начнетъ приближаться къ прямой OX ; но такъ какъ положительный зарядъ движется въ магнитномъ полѣ, то на него дѣйствуетъ сила, которая направлена внизъ и заставляетъ конецъ B уходить подѣ плоскость XOY , такъ что отрицательный конецъ двойника становится выше положительнаго конца. Благодаря этому число двойниковъ, въ которыхъ отрицательный конецъ находится надѣ положительнымъ, превыситъ число двойниковъ съ обратнымъ расположеніемъ концовъ, вслѣдствіе чего возникнетъ теченіе электричества вертикально внизъ, т. е. перпендикулярно къ направленію магнитной и электрической силъ; другими словами, здѣсь возникнетъ токъ въ направленіи явленія Голла. Если же точкой поворота двойника будетъ не отрицательный конецъ, а положительный, то пара, стремящаяся повернуть ось двойника, будетъ имѣть обратное направленіе, и въ большинствѣ двойниковъ положительные концы будутъ находиться выше отрицательныхъ, то есть возникнетъ электри-

ческий токъ, направленный вертикально вверхъ, а не внизъ. Здѣсь мы имѣли бы токъ Голла обратнаго направленія. Направленіе тока Голла зависѣло бы отъ того, какой конецъ двойника, положительный или отрицательный, движется быстрѣе при отклоненіи двойника электрической силой. Вслѣдствіе отклоненія оси, которое происходитъ подъ дѣйствіемъ магнитной силы, средняя величина угла между осью двойника и направленіемъ электрической силы больше, чѣмъ при отсутствіи магнитной силы; аналогичный примѣръ представляетъ маятникъ, линзой котораго служитъ быстро вращающійся гироскопъ; средній уголъ между такимъ маятникомъ и отвѣсомъ больше, когда гироскопъ вращается, нежели въ томъ случаѣ, когда маятникъ начинаетъ свои колебанія съ того же мѣста, но гироскопъ остается въ покоѣ. Это возрастаніе угла между направленіемъ электрической силы и осями двойниковъ обозначаетъ, что поляризація и, слѣдовательно, электрический токъ слабѣе, чѣмъ онъ былъ бы при отсутствіи магнитной силы: другими словами, сопротивление проводника подъ вліяніемъ магнитной силы возрастаетъ.

Замѣтимъ, что найденныя нами выраженія электропроводности, теплопроводности, излученія и другихъ электрическихъ дѣйствій не содержатъ массы носителя заряда, такъ что наши результаты оставались бы справедливыми и въ томъ случаѣ, если бы носителями зарядовъ были тѣла съ гораздо большей массой, чѣмъ корпускулы.

ГЛАВА VI.

Расположеніе корпускулъ въ атомѣ.

Мы уже видѣли, что корпускулы всегда имѣютъ одинаковыя свойства, какова бы ни была природа вещества, изъ котораго онѣ происходятъ; это обстоятельство въ связи съ тѣмъ фактомъ, что масса корпускулъ гораздо меньше, чѣмъ масса любого извѣстнаго намъ атома, наводитъ на мысль, что корпускулы представляютъ собою составныя части всякаго атома, — словомъ, что корпускулы являются существенной частью въ структурѣ атомовъ различныхъ элементовъ. Важно поэтому разсмотрѣть, какимъ образомъ корпускулы могутъ располагаться въ такія группы, которыя находились бы въ равновѣсіи. Такъ какъ всѣ корпускулы отрицательно наэлектри-

зованы, то онѣ отталкиваются другъ отъ друга; слѣдовательно, никакая группа, въ которой корпускулы находятся на конечныхъ разстояніяхъ одна отъ другой, не будетъ въ состояніи равновѣсія, если какая-либо другая сила не будетъ удерживать корпускулы другъ подлѣ друга. Такъ какъ атомы элементовъ въ нормальномъ состояніи электрически нейтральны, то отрицательное электричество корпускулъ, которыя заключаются въ атомѣ, должно уравниваться эквивалентнымъ количествомъ положительнаго электричества; атомы, слѣдовательно, должны заключать въ себѣ, помимо корпускулъ, еще и положительное электричество. Въ какомъ видѣ положительное электричество пребываетъ въ атомѣ, — это вопросъ, относительно котораго мы въ настоящее время освѣдомлены весьма мало. До сихъ поръ еще не найдено ни одного положительно наэлектризованнаго тѣла, масса котораго была бы меньше массы атома водорода. Всѣ положительно наэлектризованныя системы въ газахъ при низкихъ давленіяхъ представляютъ собою, повидимому, нейтральные въ своемъ нормальномъ состояніи атомы, которые получили положительный зарядъ вслѣдствіе потери корпускулы. За отсутствіемъ опредѣленныхъ свѣдѣній о томъ, въ какомъ видѣ положительное электричество находится въ атомѣ, мы рассмотримъ такое распредѣленіе положительнаго электричества, которое представляетъ собой случай, наиболѣе доступный для математическаго вычисленія, именно, когда это электричество представляетъ собой шаръ постоянной плотности, въ которомъ распредѣлены корпускулы. Это положительное электричество притягиваетъ корпускулы къ центру сферы, между тѣмъ какъ взаимное отталкиваніе стремится удалить ихъ отъ этого центра; въ случаѣ равновѣсія корпускулы расположатся такимъ образомъ, что притяженіе, обусловливаемое положительнымъ зарядомъ, уравнивается отталкиваніемъ прочихъ корпускулъ.

Рассмотримъ теперь задачу, какимъ образомъ должны расположиться 1, 2, 3, . . . , вообще, n корпускулъ, если помѣстить ихъ въ шарѣ, равномерно заполненномъ положительнымъ электричествомъ, при чемъ совокупность отрицательныхъ зарядовъ на корпускулахъ равна положительному заряду въ шарѣ.

Если мы имѣемъ дѣло съ одной лишь корпускулой, то задача рѣшается очень просто: корпускула, очевидно, располагается въ центрѣ шара. Потенціальная энергія, соотвѣтствующая различной группировкѣ, имѣетъ весьма важное значеніе въ интересующей насъ

теоріи. Обозначимъ черезъ Q количество работы, которое нужно затратить, чтобы удалить каждую долю электричества на бесконечное разстояніе отъ ближайшихъ сосѣднихъ массъ; въ случаѣ одной лишь корpusкулы мы должны будемъ затратить работу, чтобы извлечь корpusкулу изъ шара и чтобы затѣмъ удалить ее на бесконечно большое разстояніе; когда мы сдѣлаемъ это, у насъ останется еще шаръ положительнаго электричества, отдѣльныя части котораго будутъ взаимно отталкиваться; если мы предоставимъ этимъ частямъ удалиться на бесконечное разстояніе другъ отъ друга, то мы приобрѣтемъ нѣкоторую работу. Разность между работой, потраченной на удаленіе отрицательнаго электричества отъ положительнаго, и работой, которую мы получаемъ, позволяя положительному заряду разсѣяться, равна Q , т. е. количеству работы, необходимому для полного разъединенія этихъ электрическихъ зарядовъ. Можно легко показать, что въ случаѣ одной лишь корpusкулы

$$Q = \frac{9}{10} \frac{e^2}{a},$$

гдѣ a есть радіусъ шара, а e — зарядъ на корpusкулѣ, выраженный въ электростатическихъ единицахъ.

При двухъ корpusкулахъ внутри шара положительнаго электричества равновѣсіе установится въ томъ случаѣ, когда корpusкулы будутъ расположены въ точкахъ A и B по прямой линіи, проходящей черезъ центръ O шара, и при томъ такъ, что $OA = OB = \frac{a}{2}$, гдѣ a есть радіусъ шара. Можно легко показать, что при такомъ расположеніи отталкиваніе между A и B вполнѣ уравнивается притяженіемъ положительнаго электричества, и что равновѣсіе будетъ устойчивое. Нужно замѣтить, что разстояніе AB между корpusкулами равно радіусу шара положительнаго электричества. Можно показать, что въ этомъ случаѣ

$$Q = \frac{21}{10} \frac{e^2}{a}.$$

Такимъ образомъ, при одномъ и томъ же радіусѣ шара положительнаго электричества значеніе Q больше для системы, состоящей изъ двухъ корpusкулъ въ одномъ шарѣ, чѣмъ для системы двухъ корpusкулъ, находящихся каждая въ отдѣльномъ шарѣ положительнаго электричества; дѣйствительно, въ послѣднемъ случаѣ, какъ мы видѣли, $Q = 2 \times \frac{9}{10} \frac{e^2}{a}$, а эта величина меньше, чѣмъ

$\frac{21}{10} \frac{e^2}{a}$. Слѣдовательно, группа двухъ корпускулъ внутри одного шара будетъ имѣть большую устойчивость, чѣмъ группа изъ двухъ шаровъ съ одной корпускулой въ каждомъ. Поэтому агрегатъ отдѣльныхъ корпускулъ, расположенныхъ каждая въ особомъ шарѣ, не будетъ столь устойчивымъ, какъ въ томъ случаѣ, если корпускулы соединяются и образуютъ системы, содержащія каждая болѣе одной корпускулы. Большое число системъ, состоящихъ изъ одиночныхъ корпускулъ, будетъ поэтому имѣть тенденцію образовывать болѣе сложныя системы. Въ основѣ такого вывода лежитъ предположеніе, что шаръ положительнаго электричества имѣетъ одинаковый объемъ какъ въ случаѣ одной корпускулы, такъ и для системы изъ двухъ корпускулъ. Если бы мы предположили, что при соединеніи двухъ системъ въ одну шаръ положительнаго электричества имѣетъ объемъ, равный суммѣ объемовъ отдѣльныхъ системъ, то радіусъ, со-

отвѣтствующій соединенной системѣ, превышалъ бы въ $2^{\frac{1}{3}}$, т. е. въ 1,25 раза радіусъ a отдѣльной системы. Принявъ это во вниманіе, мы найдемъ, что работа Q для соединенной системы меньше, чѣмъ сумма работъ Q для двухъ отдѣльныхъ системъ; въ этомъ случаѣ система, состоящая изъ двухъ корпускулъ, не будетъ такъ устойчива, какъ двѣ системы, содержащія по одной корпускулѣ каждая, такъ что корпускулы будутъ обнаруживать наклонность скорѣе къ разъединенію, чѣмъ къ соединенію.

Для устойчиваго равновѣсія трехъ корпускулъ внутри одного шара нужно, чтобы онѣ были расположены въ вершинахъ равносторонняго треугольника, сторона котораго равна радіусу шара, а центръ совпадаетъ съ центромъ шара. Такимъ образомъ, одно изъ условій равновѣсія трехъ корпускулъ, какъ и въ случаѣ двухъ корпускулъ, состоитъ въ томъ, чтобы разстояніе между двумя корпускулами было равно радіусу шара положительнаго электричества.

Въ случаѣ трехъ корпускулъ $Q = \frac{36}{10} \frac{e^2}{a}$; такимъ образомъ, мы опять находимъ, что при одинаковой величинѣ радіуса шара положительнаго электричества группа изъ трехъ корпускулъ внутри одного шара болѣе устойчива, чѣмъ три корпускулы, находящіяся каждая внутри отдѣльнаго шара, а также устойчивѣе, чѣмъ двѣ системы, изъ которыхъ одна содержитъ одну корпускулу въ одномъ ша-

рѣ, а другая — двѣ корпускулы въ другомъ шарѣ; въ этомъ случаѣ также должно было бы проявиться стремленіе къ соединенію. Если же неизмѣннымъ остается не объемъ положительнаго электричества, но плотность его, то мы найдемъ, что сложная система должна стремиться къ распаденію на болѣе простыя.

Четыре корпускулы не могутъ быть въ равновѣсіи въ одной плоскости, если онѣ движутся; но компланарное (въ одной плоскости) расположеніе все же возможно и даже можетъ быть устойчивымъ, если эти четыре корпускулы быстро вращаются. При отсутствіи же вращенія корпускулъ устойчивое равновѣсіе имѣетъ мѣсто, когда послѣднія расположены въ вершинахъ правильнаго тетраэдра, центръ котораго совпадаетъ съ центромъ положительнаго шара, а ребро равно радіусу этого шара; опять мы приходимъ къ заключенію, что при равновѣсіи разстояніе между корпускулами равно радіусу положительнаго шара.

Въ случаѣ четырехъ корпускулъ $Q = \frac{54}{10} \frac{e^2}{a}$. Мы видимъ, что работа Q , которая приходится на каждую корпускулу въ случаѣ группъ изъ 1, 2, 3, 4 корпускулъ, пропорціональна числамъ 6, 7, 8, 9, если радіусъ положительнаго шара остается неизмѣннымъ.

Шесть корпускулъ находятся въ устойчивомъ равновѣсіи, если онѣ расположены въ вершинахъ правильнаго октаэдра; можно, однако, показать, что равновѣсіе восьми корпускулъ въ вершинахъ куба неустойчиво. Задача о расположеніи внутри шара n корпускулъ въ такомъ общемъ видѣ весьма сложна, и мнѣ не удалось разрѣшить ея; мы можемъ, однако, рѣшить задачу въ томъ частномъ случаѣ, когда корпускулы лежатъ въ одной плоскости, проходящей черезъ центръ шара; изъ рѣшенія этой частной задачи мы можемъ вывести нѣкоторыя заключенія о свойствахъ группировокъ, имѣющихъ болѣе общій характеръ. Аналитическое рѣшеніе задачи, когда движеніе корпускулъ происходитъ въ одной плоскости, изложено мною въ «Philosophical Magazine» (Мартъ, 1904). Къ этой статьѣ я отсылаю читателя, интересующагося этимъ анализомъ; здѣсь же я приведу лишь полученные мною результаты.

Если мы имѣемъ n корпускулъ, расположенныхъ въ вершинахъ правильнаго n -угольника, центръ котораго совпадаетъ съ центромъ шара положительнаго электричества, такъ что всѣ корпускулы удалены отъ центра шара на одно и то же разстояніе r , то мы

можемъ найти такое значеніе для радіуса r , чтобы отталкивающее дѣйствіе на одну корпускулу со стороны прочихъ $(n - 1)$ корпускулъ было равно притяженію, которое она испытываетъ со стороны положительнаго электричества; въ этомъ случаѣ кольцо корпускулъ будетъ находиться въ равновѣсіи. Но въ вышеприведенной статьѣ доказано, что при $n > 5$ равновѣсіе это неустойчивое и не можетъ, слѣдовательно, существовать; итакъ, 5 есть наибольшее число корпускулъ, которыя могутъ сохранять равновѣсіе въ одномъ кольцѣ. Но я показалъ далѣе, что мы можемъ все-таки получить кольцо, содержащее болѣе 5 корпускулъ въ состояніи равновѣсія, если только внутри кольца находятся еще и другія корпускулы. Такъ, напри- мѣръ, кольцо изъ шести корпускулъ въ вершинахъ правильнаго шестиугольника само по себѣ неустойчиво, но оно становится устойчивымъ, если въ центрѣ шестиугольника помѣстить еще одну корпускулу; можно также достигнуть устойчивости кольца изъ семи и восьми корпускулъ, если помѣстить корпускулу внутри кольца. Чтобы сдѣлать устойчивымъ кольцо изъ девяти корпускулъ, внутри его придется помѣстить двѣ корпускулы; вообще, число корпускулъ, которыя нужно помѣстить внутри кольца для сохраненія его устойчивости, растетъ весьма быстро съ увеличеніемъ числа корпускулъ въ кольцѣ. Это видно изъ слѣдующей таблицы, въ которой n есть число корпускулъ въ кольцѣ, а i число корпускулъ, которыя нужно помѣстить внутри кольца для сохраненія его устойчивости:

n : 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12, 13, 15, 20, 30, 40.

i : 0, 1, 1, 1, 2, 3, 8, 10, 15, 39, 101, 232.

Если число n велико, то i пропорціонально n^3 . Итакъ, мы видимъ, что въ томъ случаѣ, когда корпускулы находятся въ одной плоскости, онѣ располагаются въ видѣ ряда концентрическихъ окружностей. Если мы опредѣлили соотношеніе между числами n и i , т. е. нашли $i = f(n)$, гдѣ символъ f выражаетъ функцію, намъ извѣстную, то задача о нахожденіи конфигураціи N корпускулъ для случая устойчиваго равновѣсія допускаетъ весьма простое рѣшеніе. При наименьшемъ числѣ колець, какое только возможно, число корпускулъ въ каждомъ кольцѣ имѣетъ наибольшее значеніе. Если n_1 есть число корпускулъ въ наружномъ кольцѣ, то внутри его находятся $N - n_1$ корпускулъ; если при этомъ послѣднее число какъ разъ достаточно для устойчиваго равновѣсія наружнаго кольца, то

$N - n_1 = f(n_1)$; рѣшивъ это уравненіе, найдемъ число n_1 . Для нахождения числа n_2 корпускулъ въ ближайшемъ внутреннемъ кольцѣ, мы, очевидно, имѣемъ уравненіе

$$N - n_1 - n_2 = f(n_2)$$

а число корпускулъ въ третьемъ внутреннемъ кольцѣ найдется изъ уравненія

$$N - n_1 - n_2 - n_3 = f(n_3)$$

и такъ далѣе.

Эти уравненія очень легко рѣшаются графическимъ методомъ. Проведемъ кривую, абсцисса которой есть $f(n)$, а ордината n ; значенія $f(n)$ для цѣлаго ряда значеній n даны на стр. 102. Исходя изъ этихъ значеній, строимъ кривую, изображенную на рис. 24.

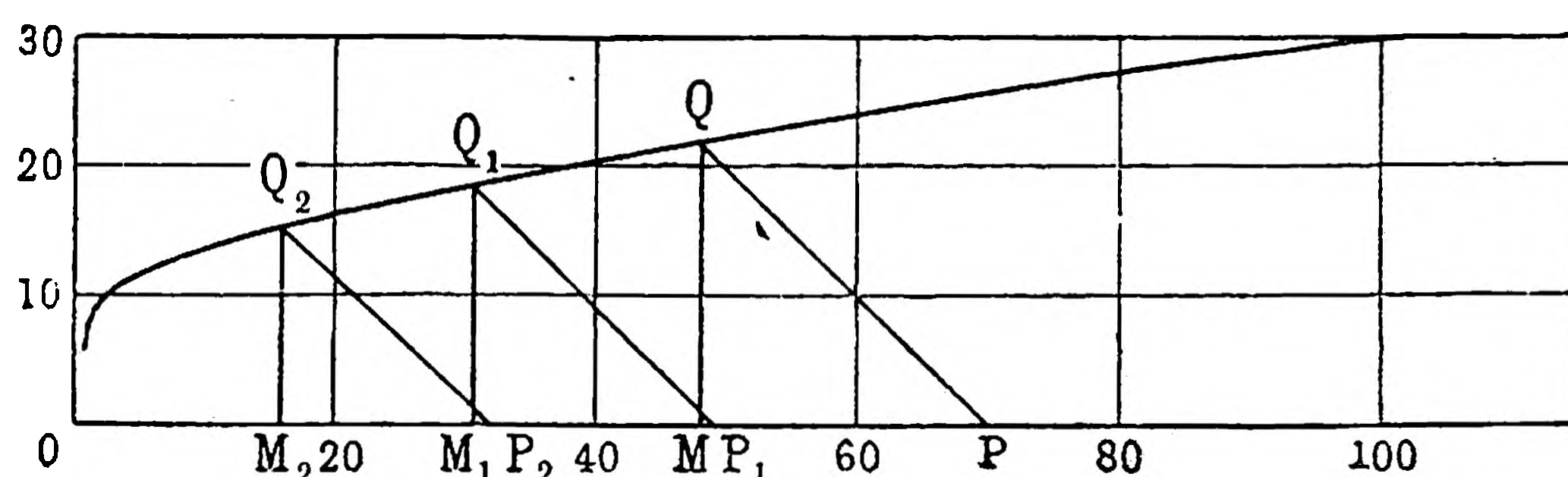


Рис. 24.

Чтобы найти, какъ располагаются N корпускулъ, мы откладываемъ на оси абсциссъ отъ точки O отрѣзокъ, равный N . Пусть этотъ отрѣзокъ будетъ OP ; черезъ точку P проводимъ прямую PQ подъ угломъ въ 135° къ горизонтальной оси; она пересѣчетъ кривую въ точкѣ Q ; проведемъ ординату QM ; тогда цѣлое число единицъ, заключенныхъ въ отрѣзкѣ QM , представитъ намъ значеніе числа n , т. е. числа корпускулъ въ наружномъ кольцѣ. Дѣйствительно, очевидно, что

$$OM = f(QM).$$

Но такъ какъ $OM = OP - PM$, а прямая PQ сбразуетъ съ осью уголъ въ 45° и, слѣдовательно $QM = PM$, то

$$OP - QM = f(QM).$$

Сравнивая это равенство съ уравненіемъ $N - n_1 = f(n_1)$, мы заключаемъ, что цѣлое число, заключающееся въ QM , равно n_1 .

Чтобы опредѣлить число n_2 , т. е. число корпускулъ во второмъ кольцѣ, мы откладываемъ абсциссу $OP_1 = N - n_1$; если QM измѣряется цѣлымъ числомъ, то точки M и P_1 совпадаютъ; изъ точки P_1 проводимъ прямую P_1Q_1 , параллельную прямой PQ ; она

Этотъ способъ былъ примѣненъ для вычисленія нижеслѣдующей таблицы; она содержитъ числа корпускулъ въ кольцахъ для различныхъ группъ корпускулъ, содержащихъ отъ одной корпускулы до 100. Первый рядъ содержитъ числа корпускулъ въ группахъ изъ одного кольца; далѣе слѣдуютъ группы, содержащія по два, по три кольца и такъ далѣе.

1 2 3 4 5

24	24	24	24	24	24	24
21	21	21	21	21	21	21
17	18	18	18	18	18	19
15	15	15	15	16	16	16
11	11	11	11	11	12	12
5	5	6	7	7	7	7
1	1	1	1	1	1	1

Равновѣсіе корпускулъ въ одной плоскости можно изслѣдовать не только аналитически, но и экспериментальнымъ путемъ; для

этого мы воспользуемся методомъ, предложеннымъ американскимъ физикомъ профессоромъ Майеромъ для другой цѣли. Задача о расположеніи корпускулъ заключается въ слѣдующемъ: нужно опредѣлить, какъ располагается нѣкоторое число тѣлъ, отталкивающихъ другъ друга съ силами, обратно пропорціональными квадратамъ разстояній между ними, если на нихъ дѣйствуетъ сила притяженія, стремящаяся притянуть ихъ къ неподвижной точкѣ. Для экспериментальнаго изслѣдованія мы замѣнимъ корпускулы намагниченными иглами, проткнутыми сквозь пробковые диски и плавающими по поверхности воды. Нужно озаботиться, чтобы иглы были одинаково намагничены. Такъ какъ одноименные полюсы всѣхъ иголъ направлены въ одну сторону, то онѣ отталкиваются другъ отъ другъ на подобіе корпускулъ. Притягательная сила исходитъ отъ большаго магнита, помѣщеннаго надъ поверхностью воды: къ верхнимъ полюсамъ плавающихъ магнитовъ онъ обращенъ разноименнымъ полюсомъ. Сила, исходящая отъ большаго магнита, даетъ составляющую, параллельную поверхности воды и направленную къ той точкѣ поверхности, которая расположена вертикально подъ полюсомъ магнита; величина этой составляющей приблизительно пропорціональна разстоянію отъ указанной точки. Такимъ образомъ, силы, дѣйствующія на магниты, подобны силамъ, дѣйствующимъ на корпускулы.

Пуская на воду иглу за иглой, мы увидимъ, что онѣ образуютъ опредѣленныя фигуры: три иглы располагаются въ вершинахъ равносторонняго треугольника, четыре — въ вершинахъ квадрата, пять — въ вершинахъ пятиугольника. Если же мы пустимъ еще шестую иглу, то шесть иголъ уже не расположатся въ вершинахъ шестиугольника, но пять изъ нихъ образуютъ пятиугольникъ съ шестой иглой въ центрѣ. Если же мы пустимъ седьмую иглу, мы получимъ кольцо изъ шести иголъ и седьмую въ центрѣ его. Такимъ образомъ, кольцо, которое было неустойчивымъ, когда содержало всего 6 иголъ по окружности, сдѣлается устойчивымъ, если помѣстить въ центрѣ его еще одну иглу. Здѣсь мы видимъ примѣръ, иллюстрирующій основной принципъ устойчивости корпускулярныхъ конфигурацій; строеніе должно быть прочнымъ: кольцо изъ многихъ корпускулъ не можетъ держаться, если внутри его нѣтъ ни одной корпускулы. Если же мы имѣемъ хорошій фундаментъ изъ корпускулъ, на примѣръ, если мы помѣстимъ внутри фигуры связку изъ большаго числа иголъ, то вокругъ нея мы можемъ получить устой-

чивое кольцо изъ множества корпускулъ, тогда какъ наибольшее число корпускулъ, которыя могутъ находиться въ равновѣсіи въ пустомъ кольцѣ, равно пяти. При помощи плавающихъ магнитовъ мы можемъ наглядно представить конфигураціи большихъ группъ корпускулъ и такимъ образомъ убѣдиться въ вѣрности чиселъ вышеприведенной таблицы.

Другой методъ указанъ профессоромъ Р. В. Вудомъ (Wood): вмѣсто плавающихъ въ водѣ магнитовъ онъ пользуется желѣзными шарами, плавающими въ ртути (рис. 25). Шары намагничиваются бла-

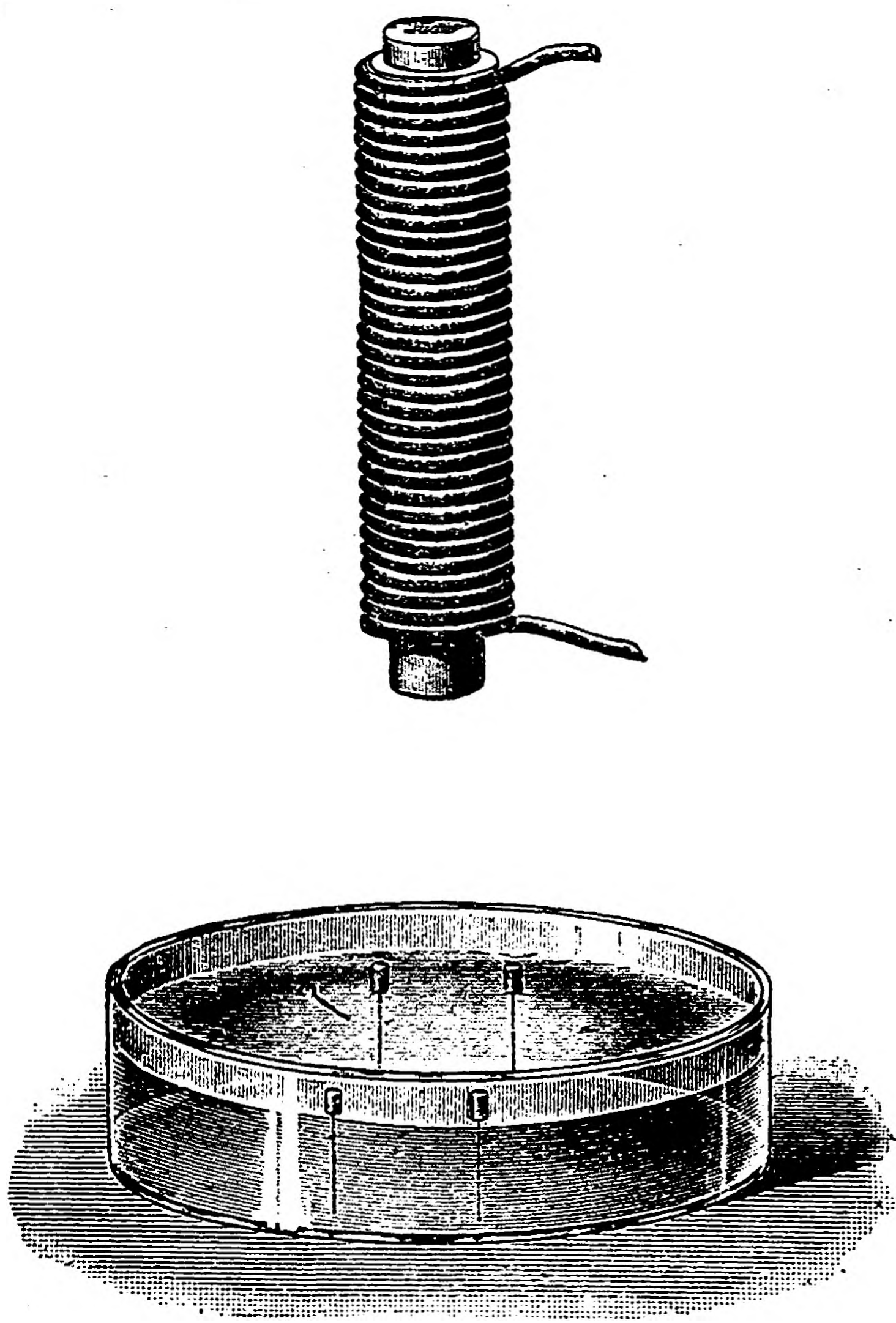


Рис. 25.

годаря индуцирующему дѣйствию большого магнита, помѣщенного надъ ними, и отталкиваются другъ съ друга, но въ этомъ случаѣ силы отталкиванія уже не обратной пропорціональны квадратамъ разстояній. Въ то же время шары притягиваются къ внѣшнему магниту. Эти шары располагаются въ видѣ фигуръ подобно разсмотрѣннымъ нами магнитнымъ игламъ. Докторъ Монкманъ (Monckman) бралъ вмѣсто магнитныхъ иглъ продолговатые проводники, плававшіе въ водѣ въ вертикальномъ положеніи; они электризовались индуцирующимъ дѣйствіемъ заряжен-

наго тѣла, которое помѣщалось надъ поверхностью воды. Одинаково наэлектризованные проводники отталкивались другъ отъ друга и притягивались къ заряженному тѣлу. Подъ дѣйствіемъ этихъ силъ они располагались въ видѣ фигуръ, аналогичныхъ съ тѣми конфигураціями, которыя мы наблюдаемъ въ опытѣ съ плавающими магнитами.

Эта экспериментальная иллюстрація приводитъ къ такому же заключенію, какъ и аналитическое изслѣдованіе: группа корпускулъ, находящихся въ одной плоскости, располагается въ видѣ ряда ко-

лецъ, и число корпускулъ въ кольцѣ возрастаетъ съ увеличеніемъ его радіуса.

Если мы рассмотримъ приведенныя на стр. 104 числа корпускулъ въ различныхъ группировкахъ, то замѣтимъ, что числа, которыя помѣщены въ одномъ и томъ же вертикальномъ столбцѣ, образуютъ послѣдовательно группы, имѣющія много общаго одна съ другой; именно, каждая такая группа получается изъ ближайшей верхней путемъ присоединенія къ ней сверху одного новаго числа. Рассмотримъ, на примѣръ, первый вертикальный столбецъ: здѣсь мы находимъ комбинацію 5, 1; слѣдующая за ней 11, 5, 1; еще ниже слѣдуетъ 15, 11, 5, 1; далѣе идетъ 17, 15, 11, 5, 1; затѣмъ 21, 17, 15, 11, 5, 1 и, наконецъ, группа 24, 21, 17, 15, 11, 5, 1. Естественнo предположить, что свойства атомовъ, составленныхъ изъ такихъ корпускулярныхъ группъ, имѣютъ много общаго. Возьмемъ, на примѣръ, колебанія корпускулъ; ихъ можно раздѣлить на двѣ категоріи. Колебанія перваго рода представляютъ собой обращенія корпускулъ въ круговыхъ орбитахъ. Если всѣ корпускулы въ атомѣ имѣютъ одинаковую угловую скорость, то число колебаній, обусловленныхъ вращеніемъ кольца корпускулъ, пропорціонально ихъ числу въ кольцѣ. Поэтому спектръ cadaго изъ элементовъ, соотвѣтствующихъ корпускулярнымъ группамъ, помѣщеннымъ въ одномъ вертикальномъ столбцѣ таблицы, долженъ обнаружить рядъ линій, числа колебаній которыхъ находятся въ постоянномъ отношеніи другъ къ другу; отношеніе это равно отношенію чиселъ, выражающихъ количества корпускулъ въ различныхъ кольцахъ.

Колебанія второго рода соотвѣтствуютъ деформаціи круговой формы кольца. Если разстояніе корпускулы отъ ближайшаго члена того же кольца незначительно въ сравненіи съ разстояніемъ ея отъ ближайшей сосѣдней корпускулы другого кольца, то дѣйствіе наружнаго кольца вліяетъ лишь «возмущающимъ» образомъ на колебанія кольца, не измѣняя существенно ихъ характера. Такимъ образомъ, мы должны ожидать, что различные элементы въ вертикальномъ столбцѣ даютъ соотвѣтствующія группы въ сочетаніяхъ линій. Словомъ, мы можемъ ожидать, что различные элементы, соотвѣтствующіе группамъ корпускулъ въ одномъ и томъ же вертикальномъ столбцѣ, имѣютъ много общихъ свойствъ какъ химическихъ, такъ и физическихъ. Если мы предположимъ, что атомный вѣсъ элемента пропорціоналенъ числу корпускулъ въ атомѣ — позже мы изло-

жимъ доводы въ пользу этого взгляда, — то мы будемъ вправѣ полагать, что сходство въ свойствахъ группъ корпускулъ въ одномъ и томъ же вертикальномъ столбцѣ подобно тому весьма замѣчательному свойству химическихъ элементовъ, которое нашло себѣ выраженіе въ періодическомъ законѣ. Если мы будемъ разсматривать послѣдовательно элементы, расположенные въ порядкѣ ихъ атомныхъ вѣсовъ, начиная съ одного изъ нихъ, — скажемъ, литія, — то, какъ извѣстно, сперва мы встрѣтимъ рядъ элементовъ, несходныхъ съ литіемъ, а далѣе слѣдуетъ элементъ натрій, который имѣетъ много общихъ свойствъ съ литіемъ; идя по порядку далѣе, мы въ цѣломъ рядѣ элементовъ этихъ свойствъ не находимъ, пока не встрѣтимъ ихъ снова въ калии, и такъ далѣе. Мы имѣемъ здѣсь такую же періодическую повторяемость свойствъ, прерываемую значительными интервалами, какую мы могли бы ожидать, если бы числа корпускулъ въ атомахъ были пропорціональны атомнымъ вѣсамъ. Разсмотримъ такой рядъ атомовъ, въ которомъ p -й членъ составленъ изъ $(p - 1)$ -го и еще одного кольца, т. е. какъ бы является соединеніемъ $(p - 1)$ -го члена съ новымъ кольцомъ. Такой рядъ элементовъ соотвѣтствовалъ бы одной и той же группѣ, если бы мы расположили элементы по періодической системѣ, т. е. этотъ рядъ элементовъ образуетъ вертикальный столбецъ Менделѣевской таблицы.

Свойства этихъ конфигурацій корпускулъ имѣютъ и дальнѣйшую аналогію со свойствами дѣйствительныхъ атомовъ. Въ видѣ примѣра разсмотримъ свойства всѣхъ тѣхъ конфигурацій, въ которыхъ наружное кольцо состоитъ изъ 20 корпускулъ. Наименьшее число корпускулъ въ этихъ конфигураціяхъ есть 59. Въ этомъ случаѣ число корпускулъ внутри кольца только что достаточно для устойчивости наружнаго кольца; послѣднее поэтому будетъ на границѣ неустойчивости, и при смѣщеніи корпускулъ въ кольцо возстановляющія силы, которыя стремятся заставить корпускулы возвратиться въ ихъ первоначальное положеніе, невелики. Поэтому, когда на кольцо дѣйствуютъ извнѣ возмущающія силы, то корпускула легко отдѣляется отъ него, и группа, потерявъ отрицательно заряженную корпускулу, пріобрѣтаетъ зарядъ положительнаго электричества; поэтому такая группа подобна атому сильно электроположительнаго элемента. Переходя отъ 59 корпускулъ къ группѣ съ 60 корпускулами, мы видимъ, что наружное кольцо болѣе устойчиво, потому что внутри его находится большое число корпускулъ;

поэтому соответствующій атомъ не будетъ уже въ такой степени электроположительнымъ, какъ атомъ, содержащій лишь 59 корпускулъ. Каждое дальнѣйшее прибавленіе одной корпускулы увеличиваетъ трудность отдѣленія корпускулъ отъ наружнаго кольца, и соответствующіе атомы будутъ благодаря этому менѣе электроположительны. Увеличеніе устойчивости кольца и обусловленное этимъ усиленіе электроотрицательнаго характера соответствующихъ атомовъ будетъ все возрастать, пока мы не дойдемъ до группы, содержащей 67 корпускулъ; въ этомъ случаѣ устойчивость наружнаго кольца достигнетъ наивысшей степени. При переходѣ же отъ группы съ 67 корпускулами къ группѣ съ 63 корпускулами въ свойствахъ группы произойдетъ рѣзкая переменна, потому что при 68 корпускулахъ число корпускулъ въ наружномъ кольцѣ равно 21. Но эта система изъ 21 корпускулы будетъ только что устойчива и, подобно наружному кольцу съ 20 корпускулами въ группѣ изъ 59 корпускулъ, легко теряетъ корпускулу. Соответствующій этой группѣ атомъ будетъ электроположительнымъ въ сильной степени.

Свойства группъ изъ 59 и 67 корпускулъ начальной и конечной въ ряду группъ съ 20 корпускулами въ наружномъ кольцѣ, заслуживаютъ нашего особеннаго вниманія. Группа изъ 59 корпускулъ, хотя и находится на границѣ неустойчивости и склонна поэтому выдѣлить отрицательную корпускулу и пріобрѣсти такимъ образомъ положительный зарядъ, не въ состояніи, однако, удержать его. Дѣйствительно, послѣ потери корпускулы остальные 58 корпускулъ располагаются въ группу, соответствующую 58 корпускуламъ, послѣднюю въ ряду тѣхъ, въ которыхъ наружное кольцо содержитъ 19 корпускулъ; это кольцо отличается поэтому чрезвычайно большой устойчивостью, такъ что корпускулы больше отъ него не отдѣляются, тогда какъ положительный зарядъ, возникающій благодаря потерѣ 59-ой корпускулы, будетъ притягивать окружающія корпускулы. Такая группа не можетъ, слѣдовательно, надолго удержать положительный зарядъ: какъ только одна корпускула уйдетъ, она сейчасъ же замѣстится другой. Если же въ группу изъ 59 корпускулъ проникнуть корпускулы извнѣ, то каждая прибавочная корпускула будетъ увеличивать устойчивость системы, пока мы не дойдемъ до 67 корпускулъ; группа, соответствующая 68 корпускуламъ, весьма неустойчива, такъ что при достиженіи этого числа система начнетъ терять корпускулы. Итакъ, въ нашу группу можно

ввести зарядъ изъ 8 единицъ отрицательнаго электричества; эта группа соотвѣтствуетъ, поэтому, атому съ валентностью 0 для положительнаго заряда и съ валентностью 8 — для отрицательнаго.

Разсмотримъ теперь свойства группы изъ 67 корпускулъ. Наружное кольцо ея обладаетъ очень большою устойчивостью; но, если бы мы присоединили къ этой группѣ еще одну корпускулу, то группа изъ 68 корпускулъ будетъ имѣть въ наружномъ кольцѣ 21 корпускулу, потому что группа изъ 68 корпускулъ является наименьшей въ ряду тѣхъ, которыя въ наружномъ кольцѣ имѣютъ 21 корпускулу; это кольцо весьма неустойчиво и легко теряетъ полученную корпускулу, такъ что группа не можетъ сохранить надолго отрицательный зарядъ -- она дѣйствуетъ подобно атому элемента, лишеннаго электроотрицательной валентности. Съ другой стороны, группа будетъ устойчива, если отнять отъ нея одну корпускулу, двѣ, три и т. д. до восьми корпускулъ включительно, хотя благодаря прочной связи такое отдѣленіе корпускулъ представляется труднымъ дѣломъ. Такъ какъ каждая отторгнутая корпускула оставляетъ группѣ положительный зарядъ, то работа, которую нужно затратить для послѣдовательнаго отдѣленія корпускулъ, имѣетъ тенденцію возрастать. Это возрастаніе до нѣкоторой степени компенсируется уменьшеніемъ устойчивости группъ 66, 65, 64, ... до 59 корпускулъ включительно; но, какъ только мы дойдемъ до группы 59, намъ придется преодолѣть не только положительный зарядъ, но также и большую устойчивость группы въ 58 корпускулъ; итакъ, восемь корпускулъ—это наибольшее число, какое мы можемъ удалить изъ группы. Такимъ образомъ, атомъ, соотвѣтствующій такой группѣ, долженъ имѣть электроположительную валентность 8 и электроотрицательную 0.

Разсмотримъ теперь группу, содержащую 60 корпускулъ. Эта группа наиболѣе электроположительная въ нашемъ ряду. Но она можетъ прочно удержать лишь зарядъ въ одну единицу положительнаго электричества, что соотвѣтствуетъ отнятію одной корпускулы; если бы она потеряла двѣ корпускулы, мы получили бы группу 58 такъ же, какъ въ томъ случаѣ, если бы мы отняли одну корпускулу отъ группы изъ 59 корпускулъ; и на этотъ разъ группа скорѣе притянетъ корпускулу, чѣмъ въ томъ случаѣ, если бы мы исходили изъ группы не въ 60, а въ 59 корпускулъ, такъ какъ вмѣсто заряда въ одну положительную единицу она получитъ въ два раза большій зарядъ. Поэтому атомъ, представленный группой изъ

60 корпускулъ, имѣть электроположительную валентность 1. Если мы будемъ теперь вводить въ группу добавочныя корпускулы такимъ образомъ, чтобы число ихъ возрастало до 61, 62, 63, ... 67, то группы будутъ становиться все болѣе устойчивыми. Когда же мы дойдемъ до 68, мы получимъ группу, почти неустойчивую, легко отдающую корпускулы. Итакъ, семь корпускулъ составляютъ наибольшее число, какое мы можемъ присоединить къ нашей группѣ, такъ что представляемый ею атомъ имѣлъ бы электроотрицательную валентность 7; электроположительная валентность его равна, какъ мы уже видѣли, 1.

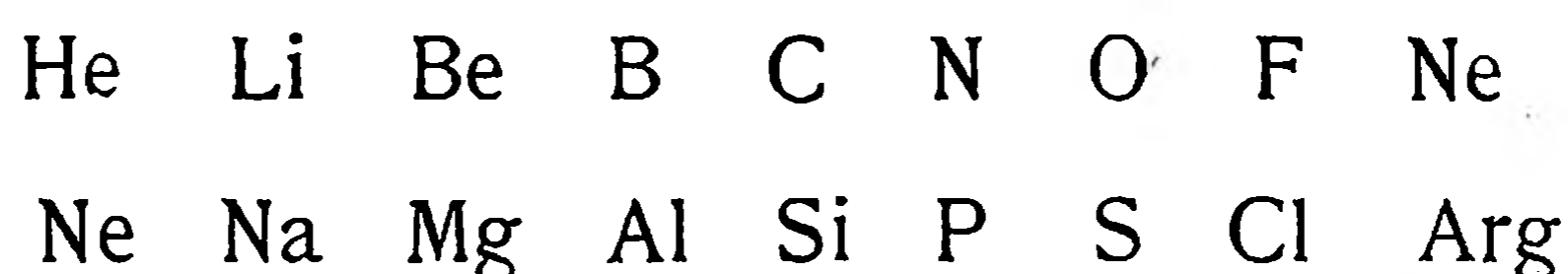
Группа въ 66 корпускулъ была бы наиболѣе электроотрицательная во всемъ ряду, но удержать она могла бы всего лишь одну единицу заряда; дѣйствительно, если бы группа приобрѣла двѣ единицы, она состояла бы изъ 68 корпускулъ, а такая группа, какъ мы видѣли, быстро теряетъ свои корпускулы. Поэтому атомъ, соответствующій группѣ 66, будетъ имѣть электроотрицательную валентность единицу. Мы видимъ также, что отъ этой группы можно отнять 7 корпускулъ, не нарушая ея устойчивости; итакъ, атомъ, соответствующій этой группѣ, имѣлъ бы электроположительную валентность 7.

Группа въ 61 корпускулу не такъ легко отдавала бы свои корпускулы, какъ группа въ 60, но зато она въ состояніи выдѣлить двѣ корпускулы, такъ какъ лишь послѣ потери трехъ корпускулъ она приводится къ группѣ въ 58 корпускулъ, отличающейся своимъ рѣзко повышеннымъ стремленіемъ притягивать и удерживать корпускулы; поэтому атомъ, соответствующій группѣ 61, долженъ имѣть электроположительную валентность 2. Такимъ же путемъ, какъ и раньше, мы найдемъ, что эта группа можетъ присоединить 6 корпускулъ, такъ что соответствующій атомъ можетъ имѣть электроотрицательную валентность 6. Подобнымъ же образомъ мы найдемъ, что группа въ 62 корпускулы соответствуетъ электроотрицательному атому съ электроотрицательной валентностью 3 и электроположительной валентностью 5. Группа 63 представляетъ атомъ съ электроотрицательной валентностью 4 и электроположительной валентностью 4. Слѣдующая таблица представитъ намъ свойства ряда атомовъ, соответствующихъ группамъ, которыя содержатъ отъ 59 до 67 корпускулъ:

Число корпускулъ	59	60	61	62	63	64	65	66	67
Валентность	+ 0	+ 1	+ 2	+ 3	+ 4	— 3	— 2	— 1	— 0
	— 8	— 7	— 6	— 5	— 4	+ 5	+ 6	+ 7	+ 8
	электроположительная.					электроотрицательная.			

Это послѣдовательное измѣненіе валентности весьма похоже на послѣдовательность, которую мы встрѣчаемъ въ свойствахъ атомовъ элементовъ.

Возьмемъ, на примѣръ, ряды элементовъ:



Первый и послѣдній элементы обоихъ рядовъ не имѣютъ валентности; второй есть одновалентный электроположительный элементъ, предпослѣдній — одновалентный электроотрицательный элементъ; третій членъ представляетъ собою двувалентный электроположительный элементъ, третій съ конца — двувалентный электроотрицательный элементъ, и такъ далѣе.

Въ нашей таблицѣ элементъ имѣетъ двѣ различныя валентности: одну въ качествѣ электроположительнаго элемента, другую въ качествѣ электроотрицательнаго; мы видимъ, что сумма обѣихъ валентностей имѣетъ постоянную величину, равную 8. Интересно, что Абеггъ (Abegg*), исходя изъ соображеній чисто химическаго характера, доказываетъ, что валентность элемента, когда онъ дѣйствуетъ, какъ электроположительная составная часть соединенія, совершенно отличается отъ валентности его въ качествѣ электроотрицательной части. Такъ, на примѣръ, хлоръ имѣетъ валентность 1, въ такихъ соединеніяхъ, какъ HCl, гдѣ онъ является электроотрицательнымъ; но онъ же имѣетъ гораздо большую валентность въ соединеніяхъ съ такими сильно электроотрицательными элементами, какъ кислородъ. Другимъ поразительнымъ примѣромъ можетъ служить іодъ: будучи одновалентнымъ въ соединеніяхъ съ такими электроположительными элементами, какъ металлы, онъ имѣетъ гораздо большую валентность въ соединеніяхъ съ болѣе электроотрицательными элементами, какъ, на примѣръ, въ соединеніи JCl₅. Тотъ

*) Abegg. Zeitschrift für anorganische Chemie, 39, стр. 330, 1904; Zeitschrift für Physikalische Chemie, 43, стр. 385, 1903.

взглядъ, что одинъ и тотъ же элементъ иногда служитъ положительной составной частью, а въ другія соединенія входитъ, какъ отрицательный элементъ, недавно получилъ дальнѣйшее подтвержденіе въ нѣкоторыхъ замѣчательныхъ опытахъ Вальдена.

Сумма положительной и отрицательной валентностей должна зависѣть отъ числа корпускулъ, которое мы приписываемъ наружному кольцу. Если мы примемъ, что число корпускулъ въ наружномъ кольцѣ равно 20, то сумма положительной и отрицательной валентностей равна 8; въ данномъ случаѣ это число совпадаетъ съ тѣмъ, которое химики обычно приписываютъ суммѣ валентностей; однако, это совпаденіе съ выводами, вытекающими изъ разсмотрѣнія нашей модели атома, совершенно случайное.

Здѣсь умѣстно вновь подчеркнуть слѣдующее обстоятельство: мы остановились на предположеніи, что корпускулы группируются въ одной плоскости, и что положительное электричество притягиваетъ ихъ съ силой, пропорціональной ихъ разстоянію отъ нѣкоторой неподвижной точки, лишь по той причинѣ, что такое допущеніе наиболѣе удобно для математической разработки вопроса. Я поставилъ себѣ цѣлью показать, что устойчивыя группировки корпускулъ имѣютъ много общихъ свойствъ съ дѣйствительными атомами, и я пытался иллюстрировать эти свойства на частномъ случаѣ, на которомъ я остановился исключительно въ виду его простоты. Число корпускулъ, соотвѣтствующее какому-либо частному свойству, несомнѣнно было бы другое, если бы мы остановились не на двумѣрномъ расположеніи корпускулъ, а на трехмѣрномъ, или же если бы вмѣсто допущенія, что сила притяженія, исходящая отъ положительнаго электричества, измѣняется прямо пропорціонально разстоянію отъ неподвижной точки, мы предположили, что плотность электричества внутри шара не вездѣ одинакова, и потому притяженіе слѣдовало бы гораздо болѣе сложному закону.

Двоякая валентность будетъ присуща атому, какъ бы мы себѣ ни представляли его структуру, если только устойчивость структуры сильно мѣняется при переходѣ черезъ опредѣленныя группы корпускулъ, какъ это бываетъ въ томъ случаѣ, когда корпускулы заключены въ одной плоскости; числа корпускулъ въ такихъ критическихъ группахъ назовемъ черезъ N_1, N_2, N_3, \dots . Присоединеніе корпускулы къ группѣ или отдѣленіе корпускулы отъ группы требуетъ затраты необычайно большой работы, если при такой перемѣ-

нѣ числа корпускулъ намъ придется перейти черезъ такую группу или придти къ таковой; такимъ образомъ, эти критическія числа можно разсматривать, какъ барьеры, черезъ которые нелегко перейти. Такъ какъ атомъ, содержащій $N_2 + n$ корпускулъ, можетъ, не переходя черезъ такой барьеръ, потерять n корпускулъ и пріобрѣсти $N_3 - (N_2 + n)$ корпускулъ, то максимальная положительная валентность такого атома равна n , максимальная же отрицательная атомность составляетъ $N_3 - (N_2 + n)$.

Данный вопросъ можно разсматривать еще и съ другой точки зрѣнія. Стремленіе корпускулярной группы выдѣлить корпускулу мы можемъ объяснить помощью корпускулярнаго давленія въ атомѣ, причемъ предшествующій результатъ мы можемъ выразить такъ: когда число корпускулъ, возрастая, переходитъ черезъ одно изъ значеній N_1, N_2, N_3, \dots , напримѣръ, черезъ значеніе N_1 , то корпускулярное давленіе рѣзко повышается, затѣмъ постепенно падаетъ, пока число корпускулъ возрастаетъ до N_2 , гдѣ давленіе опять рѣзко повышается. Поэтому къ группѣ корпускулъ, промежуточной между группами N_1 и N_2 , мы можемъ послѣдовательно присоединять корпускулы, не повышая корпускулярнаго давленія (хотя мы, конечно, увеличимъ отталкиваніе, происходящее отъ отрицательнаго заряда этихъ корпускулъ), пока не достигнемъ группы N_2 ; такъ какъ въ этой группѣ давленіе рѣзко повышается, то чрезвычайно трудно будетъ увеличить число корпускулъ до $N_2 + 1$. Съ другой стороны, мы можемъ отнимать отъ первоначальной группы рядъ корпускулъ, не уменьшая корпускулярнаго давленія, пока мы не сведемъ числа корпускулъ до N_1 . Такъ какъ въ этой точкѣ давленіе рѣзко падаетъ, то трудно будетъ отнять отъ этой группы еще одну корпускулу. Итакъ, если число N корпускулъ въ разсматриваемой группѣ равно $N_1 + n$, то наибольшее число корпускулъ, какое мы можемъ отнять отъ нея, равно n , т. е. наибольшая положительная валентность равна n , тогда какъ наибольшее число корпускулъ, какое можно присоединить къ группѣ, равно $N_2 - (N_1 + n)$; это число представитъ наибольшую отрицательную валентность.

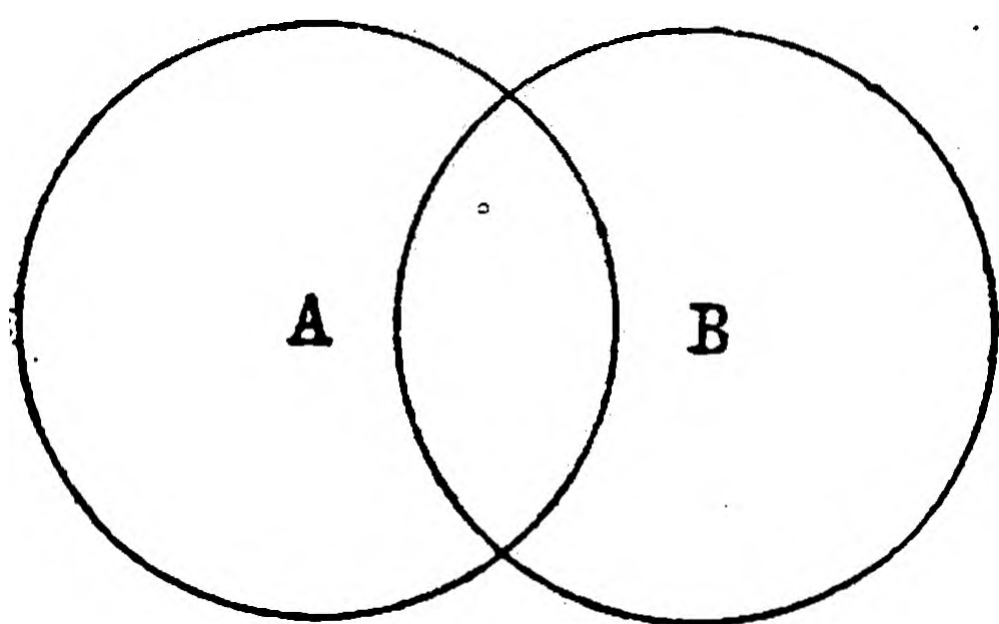
Междуатомныя силы. Химическое соединеніе.

Весьма важнымъ и интереснымъ предметомъ изслѣдованія является вопросъ о природѣ силъ, дѣйствующихъ между группами

корпускулъ, и вытекающія отсюда приложенія къ теоріи химическаго соединенія.

Разсмотримъ сперва силы, дѣйствующія между двумя группами въ нѣкоторыхъ простыхъ случаяхъ. Начнемъ съ простѣйшаго случая, когда одна лишь корпускула находится въ центрѣ шара положительнаго электричества. Возьмемъ двѣ такія совершенно одинаковыя системы; въ такомъ случаѣ, пока онѣ находятся одна внѣ другой, не соприкасаясь, онѣ ни притягиваютъ ни отталкиваютъ другъ друга; если же шары пересѣкаются, какъ на рис. 26, то системы должны

Рис. 26.



притягивать другъ друга. Чтобы убѣдиться въ этомъ, рассмотримъ дѣйствіе системы *A* на систему *B*; та часть послѣдней, которая находится внѣ системы *A*, не испытываетъ отъ нея никакого дѣйствія, тогда какъ часть положительнаго электрическаго шара *B*, которая находится внутри системы *A*, притяги-

вается къ центру послѣдней, потому что внутри шара сила, исходящая отъ отрицательной корпускулы, превышаетъ силу положительнаго электричества. Корпускулы будутъ оставаться въ центрахъ соответственныхъ шаровъ до тѣхъ поръ, пока они не приблизятся другъ къ другу настолько, что центръ одного шара будетъ находиться внутри другого шара; съ этого момента корпускулы начинаютъ смѣщаться со своего первоначальнаго положенія и оказываются внѣ линіи, соединяющей оба центра. Въ этомъ случаѣ электричества обоихъ шаровъ не отличаются другъ отъ друга; мы не можемъ сказать, что одинъ наэлектризованъ положительно, другой отрицательно; если мы разъединимъ шары послѣ того, какъ они были вмѣстѣ, то они будутъ находиться въ нейтральномъ состояніи: положительное электричество каждаго шара уравнивается отрицательнымъ зарядомъ въ центрѣ. Мы видимъ, такимъ образомъ, что возможно существованіе силъ электрическаго происхожденія, соединяющихъ двѣ системы, хотя ни въ той ни въ другой нѣтъ заряда. Однако, если шары сильно отличаются своими размѣрами, то при достаточномъ приближеніи ихъ другъ къ другу, обѣ корпускулы окажутся внутри одного и того же шара и будутъ въ немъ оставаться также и послѣ того, какъ шары отодвинутся другъ отъ друга; такимъ образомъ, одинъ шаръ будетъ наэлектризо-

ванъ положительно, другой — отрицательно. Лордъ Кельвинъ показалъ, что прибавочная корпускула останется внутри меньшаго шара; онъ же доказалъ слѣдующее: если постепенно сближать два шара, радіусы которыхъ находятся въ отношеніи 3:1, то корпускула, первоначально находившаяся въ центрѣ большаго шара, перемѣстится внутрь меньшаго, когда разстояніе между центрами обоихъ шаровъ уменьшится настолько, что будетъ превышать радіусъ меньшаго шара лишь въ 2,6 — 2,7 раза. Системы, содержащія одну только корпускулу, могутъ отличаться другъ отъ друга лишь въ одномъ отношеніи, а именно — размѣрами шара положительнаго электричества. Предшествующій результатъ является частнымъ случаемъ общаго принципа: корпускулы могутъ переходить отъ одной группы къ другой группѣ, если эти системы достаточно приблизить другъ къ другу.

Слѣдующія соображенія помогутъ намъ понять общій характеръ этого явленія. Если мы имѣемъ двѣ группы корпускулъ *A* и *B*, и работа, которую нужно затратить на отдѣленіе корпускулы отъ группы *A*, больше соотвѣтственной работы для группы *B*, то при сближеніи корпускулы будутъ стремиться переходить отъ *A* къ *B*, такъ что группа *A* наэлектризуется положительно, а *B* — отрицательно. Если мы возвратимся къ примѣру на стр. 358, то система *A* соотвѣтствуетъ первымъ членамъ ряда 59 — 67, а система *B* — послѣднимъ членамъ его. Весьма удобно изобразить это явленіе, исходя изъ предположенія, что внутри группы корпускулъ, или атома, существуетъ опредѣленное корпускулярное давленіе, и, если помѣстить два атома очень близко другъ къ другу, то корпускулы будутъ стремиться переходить отъ того атома, гдѣ давленіе выше, къ атому съ меньшимъ давленіемъ. Корпускулярное давленіе, которое въ нашемъ примѣрѣ представляетъ электрическія силы внутри атома, велико, если работа, которую нужно затратить для отторженія корпускулы отъ атома, мала; давленіе мало, если эта работа велика. Въ нашемъ примѣрѣ корпускулярное давленіе велико, если число корпускулъ внутри наружнаго кольца едва достаточно для поддержанія равновѣсія кольца; давленіе невелико, если число корпускулъ внутри кольца значительно больше минимальнаго числа, необходимаго для равновѣсія, т. е. давленіе въ электроположительныхъ элементахъ велико, въ электроотрицательныхъ — оно мало. Мы видимъ, что положительная валентность электроположительнаго элемента есть въ то же время наибольшее число корпус-

кулъ, какое онъ можетъ потерять прежде, чѣмъ корпускулярное давленіе уменьшится на значительную величину. Возьмемъ примѣръ: мы говорили, что въ группѣ изъ 60 корпускулъ корпускулярное давленіе должно быть велико, такъ какъ въ наружномъ кольцѣ здѣсь всего лишь на одну корпускулу больше, чѣмъ требуется для поддержанія равновѣсія; если бы, однако, двѣ корпускулы могли покинуть систему, то число корпускулъ свелось бы къ 58; но въ группѣ 58 наружное кольцо содержитъ 19 корпускулъ, при чемъ внутри его число корпускулъ максимальное; система имѣетъ поэтому большую устойчивость, и ей соответствуетъ низкое корпускулярное давленіе. Отрицательная валентность электроположительнаго элемента есть наибольшее число корпускулъ, какое можно прибавить къ нему, не вызывая рѣзкаго повышенія корпускулярнаго давленія. Если бы въ приведенномъ примѣрѣ къ группѣ изъ 60 корпускулъ мы присоединили бы еще 8, то мы получили бы группу изъ 68 корпускулъ. Но 68 — это наименьшее число корпускулъ, которыя имѣютъ въ своемъ наружномъ кольцѣ 21 корпускулу, такъ что внутри кольца находится минимальное число, необходимое для устойчивости, и соответствующее корпускулярное давленіе очень высоко; между тѣмъ, если бы мы къ группѣ изъ 60 корпускулъ прибавили только 7 корпускулъ, мы получили бы группу въ 67 корпускулъ: а это наибольшее число корпускулъ, какое можетъ имѣть группа съ наружнымъ кольцомъ изъ 20 корпускулъ, и внутри его число корпускулъ наибольшее; устойчивость здѣсь очень велика, а соответствующее корпускулярное давленіе мало. Мы видимъ, такимъ образомъ, что наибольшая электроотрицательная валентность группы въ 60 корпускулъ есть семь.

Отрицательная валентность электроотрицательныхъ элементовъ, атомы которыхъ имѣютъ низкое корпускулярное давленіе, выражаетъ собою число корпускулъ, какое можно присоединить къ нимъ, не вызывая рѣзкаго повышенія корпускулярнаго давленія. Такъ, на примѣръ, атомъ, соответствующій группѣ изъ 66 корпускулъ, имѣетъ электроотрицательную валентность единицу: дѣйствительно, если бы можно было присоединить къ нему 2 корпускулы, мы получили бы группу въ 68 корпускулъ, въ которой, какъ мы видѣли, корпускулярное давленіе очень высоко.

Электроположительная валентность этихъ элементовъ есть наибольшее число корпускулъ, какое можно отнять отъ нихъ, не

производя внезапнаго пониженія корпускулярнаго давленія. Такъ, напримѣръ, рассмотримъ группу изъ 66 корпускулъ; если мы отнимемъ отъ нея 7 корпускулъ, то прочія расположатся въ видѣ группы, соотвѣтствующей 59 корпускуламъ, почти неустойчивой: корпускулярное давленіе будетъ, слѣдовательно, очень велико. Если же мы, напротивъ, отнимемъ 8 корпускулъ, то останется лишь 58, которыя образуютъ весьма устойчивую группу, такъ какъ 58 есть наибольшее число корпускулъ при наружномъ кольцѣ, содержащемъ только 19 корпускулъ; соотвѣтственно этому корпускулярное давленіе очень низко; такимъ образомъ, корпускулярное давленіе очень рѣзко понизится, если, по отнятіи семи корпускулъ, мы снова отнимемъ еще одну; отсюда мы видимъ, что электроположительная валентность группы 60 равна 7.

Словомъ, если электроположительная валентность атома равна n , то мы можемъ отторгнуть отъ него n корпускулъ, не уменьшая корпускулярнаго давленія; но, если мы отнимемъ еще одну корпускулу, то корпускулярное давленіе рѣзко падаетъ; если электроотрицательная валентность атома равна m , то мы можемъ присоединить m корпускулъ, не повышая корпускулярнаго давленія; присоединеніе же $(m+1)$ -ой корпускулы повлечетъ за собой значительное повышение давленія.

Теперь рассмотримъ, какъ примѣняются всѣ эти соображенія къ образованію химическихъ соединеній различныхъ элементовъ.

Предположимъ, что два различныхъ атома A и B находятся весьма близко другъ отъ друга; тотъ элементъ, атомомъ котораго является A , мы будемъ считать болѣе электроположительнымъ, чѣмъ тотъ элементъ, атомъ котораго есть B ; съ нашей точки зрѣнія это означаетъ, что корпускулярное давленіе въ атомѣ A больше давленія въ атомѣ B , такъ что, если сблизить атомы A и B , то корпускула будетъ стремиться переходить отъ A къ B , и поэтому A наэлектризуется положительно, B —отрицательно. Потеря корпускулы электроположительнымъ атомомъ въ случаѣ, если его положительная валентность превышаетъ единицу, повлекла бы за собою повышение корпускулярнаго давленія въ A , а присоединеніе корпускулы къ атому B понизило бы его корпускулярное давленіе, если только это не отрицательно одновалентный атомъ; благодаря этому образуется теченіе корпускулъ отъ A къ B ; съ другой стороны, положительный зарядъ атома A и отрицательный зарядъ

атома B будутъ стремиться прекратить теченіе. Предположимъ, что электроположительная валентность атома A равна единицѣ; въ такомъ случаѣ, если еще одна корпускула отдѣлилась бы отъ атома A , то, какъ мы видѣли выше, корпускулярное давленіе рѣзко понизилось бы, такъ что избытокъ давленія былъ бы не въ A , но въ B , и корпускула возвратилась бы обратно. Итакъ, атомъ A потерялъ бы не больше одной корпускулы. Если бы отрицательная валентность атома B была равна единицѣ, то онъ не могъ бы присоединить къ себѣ болѣе, чѣмъ одну корпускулу: дѣйствительно, если бы онъ получилъ двѣ корпускулы, то корпускулярное давленіе рѣзко повысилось бы, и корпускулы стремились бы покинуть атомъ B , а не входить въ него. Наоборотъ, если атомъ B имѣетъ электроотрицательную валентность 2, то онъ можетъ присоединить къ себѣ еще и вторую корпускулу безъ повышенія давленія; правда, онъ не могъ бы заимствовать эту корпускулу отъ атома A ; но если бы мы поднесли къ B атомъ A' того же рода, что и A , то корпускула могла бы перейти отъ A' къ B ; такимъ образомъ, атомъ B получилъ бы зарядъ изъ двухъ отрицательныхъ единицъ, такъ какъ оба атома A и A' имѣютъ по одной положительной единицѣ; итакъ, атомъ B можетъ посредствомъ электростатическаго притяженія удержать при себѣ два атома A и A' . Однако же третьяго атома онъ не могъ бы удержать при себѣ: если бы мы приблизили къ B еще атомъ A'' , подобный атомамъ A и A' , и въ атомъ B вошла бы еще одна корпускула, то корпускулярное давленіе въ послѣднемъ испытало бы рѣзкое повышеніе, неизбежное въ томъ случаѣ, когда двувалентный атомъ получаетъ болѣе, чѣмъ двѣ корпускулы. Итакъ, B можетъ образовывать соединеніе съ двумя и только съ двумя одновалентными атомами; но, если бы атомъ B былъ не двувалентнымъ, а трехвалентнымъ, то онъ могъ бы присоединить къ себѣ три корпускулы безъ повышенія корпускулярнаго давленія: атомъ B могъ бы получить корпускулу отъ третьяго атома A'' , и такимъ образомъ онъ могъ бы образовать соединеніе съ тремя атомами A , A' и A'' . Нужно, впрочемъ, замѣтить, что переходъ корпускулъ отъ атомовъ A' и A'' , которые мы, согласно предположенію, приближаемъ къ B уже послѣ того, какъ атомъ A отдалъ свою корпускулу, совершается при менѣе благопріятныхъ условіяхъ, чѣмъ переносъ корпускулы къ B отъ атома A , который раньше другихъ оказался вблизи его. Въ самомъ дѣлѣ, при сближеніи атома A съ атомомъ B оба, согласно нашему

предположенію, не были заряжены; когда же корпускула перейдетъ отъ A къ B , послѣдній получаетъ отрицательный зарядъ, и корпускула, переходящая отъ A' , должна будетъ преодолѣть электростатическое отталкиваніе этого заряда. Далѣе, когда A' отдастъ свою корпускулу, то атомъ B будетъ имѣть уже зарядъ изъ двухъ единицъ отрицательнаго электричества, и корпускулѣ, идущей отъ A'' , придется преодолѣвать еще большее отталкиваніе, чѣмъ корпускулѣ изъ A' . Мы видимъ, такимъ образомъ, что въ многовалентномъ атомѣ первыя валентности насыщаются легче, чѣмъ послѣдующія. Въ видѣ примѣра, можно указать на существованіе „ненасыщенныхъ“ соединеній въ родѣ $MnCl_2$ и PCl_3 .

Указанная трудность влечетъ за собою особенно замѣтные результаты, когда разность корпускулярнаго давленія, побуждающая корпускулы переходить отъ одного атома къ другому, невелика, т. е. когда элементы имѣютъ сходныя свойства. Мы должны ожидать, что валентность какого-нибудь элемента по отношенію къ другому, имѣющему съ нимъ нѣкоторыя общія свойства, меньше, чѣмъ валентность по отношенію къ рѣзко отличающемуся отъ него элементу.

Термины электроотрицательный и электроположительный имѣютъ лишь относительное значеніе: одинъ и тотъ же элементъ можетъ быть электроположительнымъ по отношенію къ одному веществу и электроотрицательнымъ по отношенію къ другому. Изъ предыдущаго видно, что валентность элемента, дѣйствующаго въ качествѣ электроотрицательной составной части соединенія, можетъ рѣзко отличаться отъ валентности его въ качествѣ электроположительной части. Такъ, на примѣръ, когда группа изъ 60 корпускулъ находится въ соединеніи съ болѣе электроотрицательнымъ элементомъ, т. е. съ такимъ, въ которомъ корпускулярное давленіе ниже, она можетъ, какъ мы видѣли, потерять всего лишь одну корпускулу, т. е. его электроположительная валентность равна единицѣ. Если же мы приблизимъ къ группѣ 60 другую группу G съ болѣе высокимъ корпускулярнымъ давленіемъ, такъ что корпускулы не будутъ выходить изъ группы 60, но, наоборотъ, будутъ притекать къ ней, то, принимая во вниманіе, что корпускулярное давленіе группы 60 не испытываетъ рѣзкаго повышенія давленія, пока число присоединенныхъ корпускулъ не превышаетъ семи, мы заключаемъ, что группа 60 можетъ получить отъ группы G семь корпускулъ, и потому

валентность ея равна семи. Есть много соединенийъ съ подобными различными валентностями. Напримѣръ, іодъ является одновалентнымъ въ соединеніи HI, въ которомъ онъ играетъ роль электроотрицательнаго элемента, и онъ же шестивалентенъ въ соединеніи IF_6 , въ которомъ онъ, повидимому, является положительнымъ элементомъ.

Мы видимъ, что по развиваемой нами теоріи валентность элемента не имѣетъ постоянной величины; она зависитъ отъ того, играетъ ли элементъ въ данномъ соединеніи роль электроположительной части или же электроотрицательной; даже при одномъ и томъ же знакѣ заряда валентность элемента мѣняется въ зависимости отъ природы того элемента, съ которымъ онъ вступаетъ въ соединеніе: въ случаѣ сходства обоихъ элементовъ она меньше, чѣмъ въ томъ случаѣ, когда они имѣютъ мало сходства.

Въ разсмотрѣнныхъ нами случаяхъ химическаго соединенія мы предполагали, что корпускулы переходятъ отъ одного атома къ другому, и что обусловленное этимъ переходомъ взаимное притяженіе разноименныхъ электричествъ способствуетъ связи элементовъ въ соединеніи. Но приведенный на стр. 115 примѣръ двухъ шаровъ, имѣющихъ по одной корпускулѣ въ центрѣ, показываетъ, что возможны притяженія между атомами, составленными изъ группъ корпускулъ, хотя бы при этомъ и не происходило переноса корпускулъ, т. е. оба атома могутъ оставаться не наэлектризованными. При разсмотрѣніи соединенія двухъ однородныхъ атомовъ въ молекулу элементарнаго газа возникаетъ весьма важный вопросъ: совершается ли при этомъ переносъ электричества, или не совершается, — т. е. пріобрѣтаетъ ли при этомъ одинъ атомъ положительный, а другой — отрицательный зарядъ? Если мы сблизимъ два сходныхъ атома или группы корпускулъ, то симметричное распредѣленіе корпускулъ, т. е. такое распредѣленіе, при которомъ не происходитъ переноса ихъ, несомнѣнно соотвѣтствуетъ состоянію равновѣсія. Спрашивается, однако, устойчивое ли это равновѣсіе? Нетрудно указать примѣры, когда равновѣсіе симметричныхъ группъ неустойчиво. Разсмотримъ, напримѣръ, двѣ наэлектризованныя капли воды, находящіяся въ сосудѣ, который онѣ заполняютъ почти цѣликомъ; предположимъ, что на стѣнкахъ сосуда осажденіе не можетъ происходить, такъ что паръ отъ одной капли осаждается на другой. При равенствѣ капель мы имѣемъ равновѣсіе, но равновѣсіе неустойчи-

вое: въ самомъ дѣлѣ, если бы размѣръ одной капли отличался, хотя бы чрезвычайно мало, отъ размѣра другой, то меньшая капля испарялась бы быстрѣе, чѣмъ бѣольшая. Такимъ образомъ, благодаря сгущенію бѣольшая капля будетъ все увеличиваться, а меньшая сдѣлается еще меньше. Когда размѣръ послѣдней станетъ меньше извѣстнаго предѣла, то электрическій зарядъ настолько понизитъ давленіе ея паровъ, что оно сдѣлается равнымъ давленію въ бѣольшей каплѣ; тогда наступитъ равновѣсіе, на этотъ разъ уже устойчивое: дѣйствительно, если бы малая капля продолжала уменьшаться, то давленіе паровъ ея понижалось бы настолько быстро, что они осаждались бы на ней же, увеличивая ея размѣры; при увеличеніи же размѣровъ капли давленіе паровъ возрастаетъ, и капля снова уменьшается. Такимъ образомъ, двѣ заряженныя капли воды, первоначально одинаковыя во всѣхъ отношеніяхъ, не останутся одинаковыми, и конфигурація станетъ устойчивой не въ томъ случаѣ, когда капли будутъ равны, а когда одна будетъ сравнительно велика, другая же мала.

Возьмемъ еще одинъ примѣръ, въ которомъ силы имѣютъ довольно близкое сходство съ силами, дѣйствующими въ атомѣ.

Представимъ себѣ нормальный атомъ въ видѣ закрытаго стекляннаго сосуда, который частью наполненъ водой и подвѣшенъ на пружинѣ. Чтобы наглядно изобразить дѣйствіе одного атома на другой такой же, находящейся вблизи него, предположимъ, что вода въ двухъ подобныхъ сосудахъ сообщается посредствомъ сифона, какъ

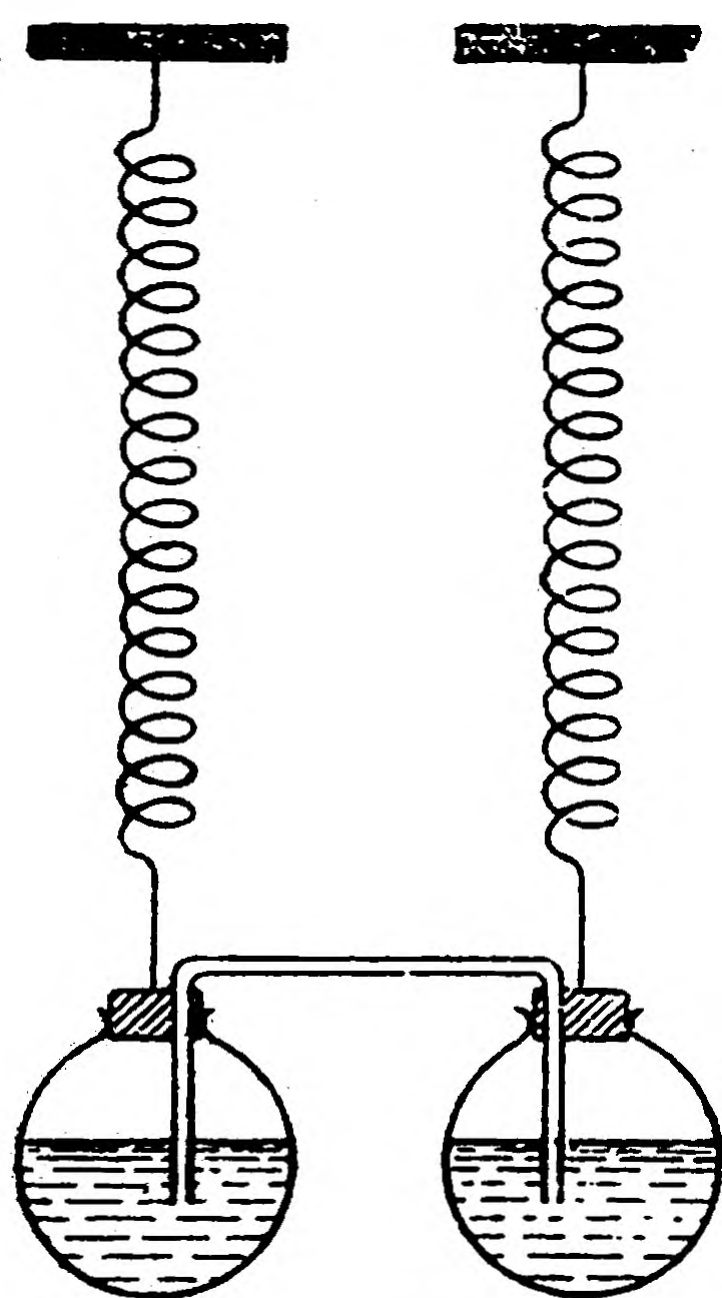


Рис. 27.

изображено на рис. 27; хотя здѣсь равновѣсіе возможно при отсутствіи перехода воды изъ *A* въ *B*, нетрудно, однако, убѣдиться, что равновѣсіе должно быть неустойчивое. Дѣйствительно, предположимъ, что немножко воды перетекло изъ сосуда *A* въ сосудъ *B*; тогда сосудъ *B* станетъ тяжелѣе и потому слегка опустится внизъ; теперь вода въ сосудѣ *B* имѣетъ болѣе низкій уровень, чѣмъ въ сосудѣ *A*, такъ что вода вмѣсто того, чтобы течь обратно изъ сосуда *B* въ сосудъ *A*, какъ должно было бы быть въ случаѣ устойчиваго равновѣсія, въ дѣйствительности продолжаетъ перетекать въ сосудъ *B*; это теченіе продолжается до тѣхъ поръ, пока давленіе, обусловленное сжатіемъ воздуха въ верхней части сосуда *B*, не уравниваетъ разности давленій, обусловливаемой разностью уровней. Такимъ образомъ, сое-

диненіе двухъ такихъ сосудовъ влечетъ за собой переходъ воды изъ одного въ другой; если допустимъ, что вода въ нашемъ примѣрѣ представляетъ электрическій зарядъ, то можно сказать, что одинъ атомъ электризуется положительно, другой—отрицательно.

Что касается силъ, которыя дѣйствуютъ между группами корпускулъ, то онѣ должны быть до нѣкоторой степени сходны съ силами, разсмотрѣнными въ послѣднемъ примѣрѣ. Такъ, на примѣръ, обратимся къ одной изъ группъ, разсмотрѣнныхъ нами на стр. 112, скажемъ, къ группѣ изъ 62 корпускулъ: она устойчивѣе группы изъ 61 корпускулы и менѣе устойчива, чѣмъ группа 63, или, согласно нашей терминологіи, корпускулярное давленіе въ группѣ 62 меньше давленія въ группѣ 61 и больше, чѣмъ въ группѣ 63. Предположимъ, что мы сблизили двѣ группы, содержащія по 62 корпускулы; предположимъ, что корпускула перешла отъ одной группы къ другой, такъ что одна группа имѣетъ 61 корпускулу, а другая—63. Такъ какъ давленіе въ группѣ 61 превышаетъ давленіе въ группѣ 63, то корпускулы будутъ стремиться переходить отъ группы 61 къ группѣ 63, а не обратно; т. е. если одна группа случайно получаетъ отрицательный зарядъ, то этотъ зарядъ стремится увеличиваться до тѣхъ поръ, пока электростатическое отталкиваніе, обусловленное отрицательнымъ зарядомъ, не составитъ достаточнаго противовѣса дѣйствию корпускулярнаго давленія. Отсюда мы видимъ, что въ данномъ примѣрѣ устойчивое равновѣсіе двухъ группъ, помѣщенныхъ на разстояніи, достаточно близкомъ для взаимодѣйствія, наступаетъ въ томъ случаѣ, когда на одной группѣ есть положительный зарядъ, а на другой отрицательный. Примѣняя эти разсужденія къ атомамъ, мы придемъ къ слѣдующему заключенію: если два одинаковыхъ атома находятся настолько близко другъ къ другу, что сила ихъ взаимодѣйствія имѣетъ замѣтную величину, то одинъ изъ нихъ можетъ наэлектризоваться положительно, другой—отрицательно. Такимъ образомъ, въ двухатомной молекулѣ элементарнаго газа два атома могутъ быть заряжены противоположными зарядами, и силы, связывающія два одинаковыхъ атома въ молекулѣ элементарнаго вещества, могутъ быть совершенно сходны съ силами, связывающими два различныхъ атома въ молекулѣ сложнаго тѣла. Максимальный зарядъ, какой можетъ имѣть атомъ, соединенный съ другимъ такимъ же атомомъ, имѣетъ такую же величину, какъ въ случаѣ соединенія съ атомомъ другого рода: она

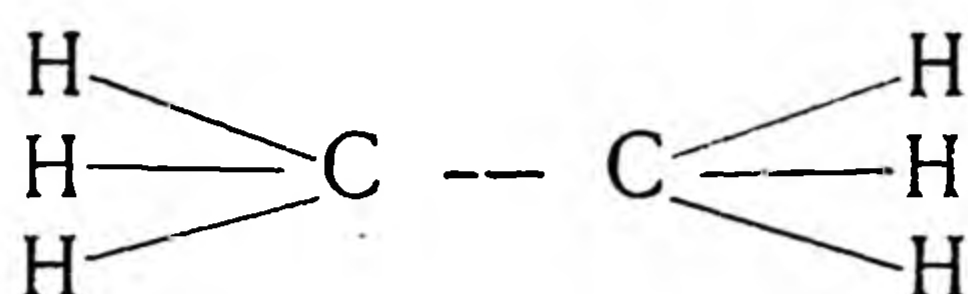
опредѣляется валентностью атома. Какъ показываетъ примѣръ на стр. 115, мы можемъ представить себѣ случай притяженія между одинаковыми атомами, даже когда атомы не имѣютъ противоположныхъ электрическихъ зарядовъ. Но свойства молекулъ простыхъ и сложныхъ газовъ, повидимому, говорятъ въ пользу того взгляда, что силы, связывающія одинаковые атомы въ молекулу элементарнаго газа, имѣютъ тотъ же характеръ, что и силы, соединяющія два различныхъ атома въ молекулу сложнаго тѣла. Такъ, на примѣръ, въ такихъ газахъ, какъ гелій и аргонъ, атомы которыхъ не образуютъ соединеній съ атомами другихъ газовъ, атомы не соединяются также другъ съ другомъ въ двухатомныя молекулы. Съ другой стороны, когда, какъ въ углеродистыхъ соединеніяхъ, атомы одного и того же рода вступаютъ въ соединеніе другъ съ другомъ, то такое соединеніе одного атома углерода съ другимъ слѣдуетъ относительно валентности тѣмъ же законамъ, какъ и соединенія атомовъ углерода съ атомами другихъ элементовъ.

Тотъ взглядъ, согласно которому атомы въ молекулѣ заряжены противоположными электричествами, подтверждается нѣкоторыми опытами Вальдена (Walden), который констатировалъ электролитическую проводимость при раствореніи іода и брома въ нѣкоторыхъ веществахъ: какъ бромъ, такъ и іодъ появлялись на обоихъ электродахъ, что подтверждаетъ взглядъ, согласно которому молекулы брома и іода диссоціируютъ, расщепляясь на іоны Br_+ , Br_- или I_+ , I_- . Другимъ доказательствомъ въ пользу того же мнѣнія является то обстоятельство, что въ случаѣ диссоціи молекулъ элементарнаго газа вслѣдствіе дѣйствія теплоты, — на примѣръ, при диссоціи іодистыхъ паровъ, — электропроводность диссоциированнаго газа очень велика: это показываетъ, что въ диссоциированномъ газѣ находятся большія количества положительныхъ и отрицательныхъ іоновъ.

Оптическія свойства газовъ, въ особенности показатель преломленія и дисперсія, должны, какъ мы увидимъ, находиться въ сильной зависимости отъ противоположныхъ зарядовъ на атомахъ молекулы; слѣдуетъ ожидать, что въ газѣ, молекулы котораго состоятъ изъ двухъ атомовъ съ противоположными зарядами, дисперсія должна быть совершенно другого порядка, чѣмъ въ газѣ, молекулы котораго состоятъ изъ незаряженныхъ атомовъ. Многочисленные опыты надъ дисперсіей газовъ не говорятъ ничего въ пользу

существованія значительной разницы между дисперсіей сложных и элементарныхъ газовъ. Отсюда мы можемъ заключить, что, если въ молекулахъ сложнаго газа атомы заряжены электричествомъ, то атомы молекулъ элементарныхъ газовъ также заряжены.

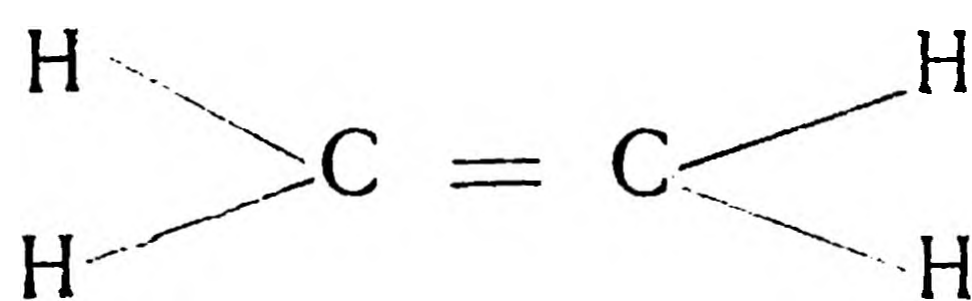
Положительный зарядъ на одномъ атомѣ и отрицательный на другомъ дѣлають атомы несходными между собою, благодаря чему можетъ произойти нарушеніе симметріи въ такихъ соединеніяхъ, которыя по своей формулѣ представляются совершенно симметричными. Такъ, на примѣръ, этанъ изображается формулой:



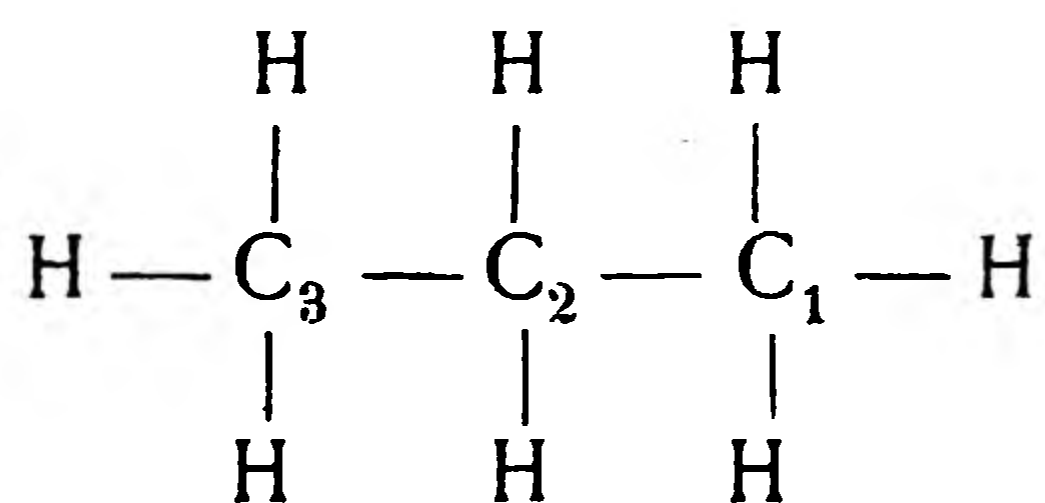
Но, если мы предполагаемъ, что соединеніе одного атома углерода съ другимъ сопровождается перенесеніемъ корпускулъ отъ одного атома къ другому, то заряды обоихъ атомовъ углерода неравны между собой. Если всѣ атомы водорода имѣютъ по одной единицѣ положительнаго заряда, то одинъ атомъ углерода имѣетъ зарядъ изъ четырехъ отрицательныхъ единицъ, а другой имѣетъ зарядъ всего лишь изъ двухъ единицъ; такимъ образомъ, одна изъ двухъ системъ CH_3 имѣетъ положительный зарядъ, тогда какъ другая заряжена отрицательно.

Отсюда вытекаетъ возможность существованія двухъ изомерныхъ соединеній состава $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$: въ одномъ изомерѣ хлоръ присоединенъ къ атому углерода съ зарядомъ 4, въ другомъ—онъ связанъ съ атомомъ углерода, имѣющимъ зарядъ 2. Я не знаю, доказано ли существованіе изомерныхъ формъ $\text{C}_2\text{H}_5\text{Cl}$; нужно полагать, что, даже если бы онѣ обѣ были устойчивы, то степень устойчивости была бы у нихъ очень различная. Напомнимъ, что при чисто геометрическомъ изслѣдованіи возможности существованія изомеровъ вопросъ объ устойчивости соединенія игнорируется: поэтому геометрически возможные изомеры могутъ оказаться въ динамическомъ смыслѣ неустойчивыми, вслѣдствіе чего ихъ невозможно приготовить.

Переходя къ соединеніямъ, въ которыхъ углеродные атомы соединены кратными связями, мы видимъ, что геометрически здѣсь возможна изомерія между самыми углеводородами. Разсмотримъ, на примѣръ, этиленъ:



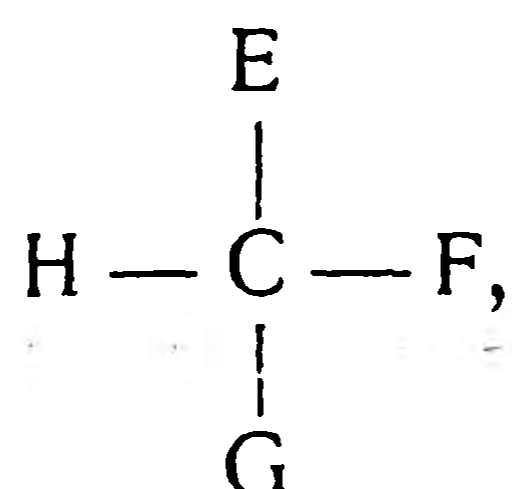
Атомы углерода соединены здѣсь двойной связью. Если, согласно нашему взгляду, каждая связь обуславливаетъ перенесеніе корпускулы отъ одного углероднаго атома къ другому, то мы можемъ получить два изомера. Въ первомъ изомерѣ переходъ корпускулы совершается въ одномъ и томъ же направленіи вдоль обѣихъ связей, такъ что одинъ углеродный атомъ теряетъ двѣ единицы отрицательнаго электричества, а другой пріобрѣтаетъ двѣ. Въ другомъ изомерѣ направленіе перехода корпускулы, соотвѣтствующаго одной связи, противоположно направленію перехода въ другой связи, такъ что въ общемъ связь не вліяетъ на зарядъ углероднаго атома. Эта форма соединенія гораздо симметричнѣе предшествующей; она не даетъ такого большого числа изомеровъ при замѣщеніи водорода хлоромъ. Мы можемъ получить углеводородные изомеры даже въ случаѣ простой связи между атомами углерода, если только число послѣднихъ превышаетъ два. Разсмотримъ, на примѣръ, углеводородъ, представленный формулой:



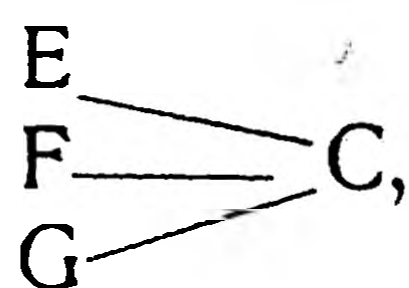
Въ одномъ такомъ соединеніи связь между атомами C_1 и C_2 можетъ вызвать переходъ корпускулы отъ C_1 къ C_2 , а благодаря связи между C_2 и C_3 корпускула переходитъ отъ C_2 къ C_3 ; въ результатѣ по отношенію къ атому C_2 атомъ C_3 будетъ заряженъ отрицательно, а атомъ C_1 — положительно. Далѣе, можетъ представиться и такое соединеніе, когда корпускула попрежнему переходитъ отъ C_1 къ C_2 , но связь между C_2 и C_3 побуждаетъ корпускулу перейти отъ C_3 къ C_2 , а не въ обратномъ направленіи; здѣсь оба атома C_1 и C_3 будутъ заряжены положительно по отношенію къ атому C_2 , и такая группировка, слѣдовательно, отличается отъ предыдущей. Мы можемъ ожидать еще и третій изомеръ, въ которомъ одна корпускула направляется отъ C_2 къ C_1 , а другая отъ C_2 къ C_3 ; въ этомъ случаѣ атомы C_1 и C_3 оба заряжены отрицательно по отношенію къ атому C_2 . Понятно, что при наличности

большаго числа углеродныхъ атомовъ мы получили бы большее число изомеровъ.

Мы видимъ, такимъ образомъ, что въ углеродистыхъ соединеніяхъ зарядъ на углеродномъ атомѣ зависитъ отъ того, будутъ ли элементы, соединенные съ углеродомъ, электроположительны или электроотрицательны по отношенію къ этому элементу. Разсмотримъ, на примѣръ, соединеніе



гдѣ С есть атомъ углерода, а Е, F, G и Н — одновалентные атомы другихъ элементовъ: если эти элементы всѣ электроположительны по отношенію къ углероду, то углеродный атомъ имѣетъ зарядъ изъ 4-хъ единицъ отрицательнаго электричества; если же они всѣ электроотрицательны, зарядъ на углеродѣ состоитъ изъ 4-хъ единицъ положительнаго электричества; если же одинъ элементъ электроположителенъ, а другіе электроотрицательны, то С имѣетъ положительный зарядъ изъ двухъ единицъ, и такъ далѣе. Такимъ образомъ, свойства атома углерода зависятъ отъ элементовъ, съ которыми онъ соединенъ. Соотвѣтствующее измѣненіе свойствъ трудно обнаружить въ насыщенныхъ соединеніяхъ; оно должно сказаться сильнѣе въ органическихъ радикалахъ въ родѣ



образующихъ соединенія, въ которыхъ углеродные атомы радикала связаны съ другими атомами. Степень легкости, съ которой образуется такая связь, много зависитъ отъ знака и величины электрическаго заряда на атомѣ углерода; это обстоятельство, повидимому, согласуется съ результатами наблюденій: Вантъ-Гоффъ приводитъ въ своихъ „Ansichten über Organische Chemie“ множество примѣровъ измѣненій углероднаго атома въ органическихъ радикалахъ при перемѣнѣ элементовъ, съ которыми онъ соединяется.

Система изъ четырехъ неподвижно связанныхъ другъ съ другомъ атомовъ, обладающихъ каждый одной положительной и одной

отрицательной валентностью и образующихъ четыре вершины правильного тетраэдра, имѣла бы тѣ же химическія свойства, какъ и атомъ углерода; двѣ такія системы могли бы соединяться посредствомъ одной, двухъ или трехъ связей, при чемъ свободныя валентности, не идущія на взаимное соединеніе атомовъ, могли бы насыщаться какими-либо одновалентными электроположительными или электроотрицательными атомами.

Можно также ожидать слѣдовъ вліянія разсмотрѣнныхъ нами свойствъ атома на точки кипѣнія жидкостей и на температуру сжиженія газовъ, такъ какъ онѣ зависятъ отъ силъ, дѣйствующихъ между различными молекулами вещества; увеличиваясь, эти силы стремятся повысить точку кипѣнія жидкости и облегчаютъ сжиженіе газа. Эти силы оказываютъ также вліяніе на зависимость между давленіемъ газа и его объемомъ; отъ нихъ, на примѣръ, зависитъ членъ $\frac{a}{v^2}$ въ уравненіи Ванъ-деръ-Вальса:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R\vartheta;$$

значеніе величины a можетъ намъ доставить мѣру напряженія этихъ силъ. Величина a можетъ служить показателемъ этихъ силъ предпочтительно передъ точкой кипѣнія или даже передъ критической температурой, потому что послѣдняя зависитъ столько же отъ размѣра b молекулы, сколько отъ между-молекулярныхъ силъ. Другой цѣлесообразной мѣрой напряженія этихъ силъ служитъ количество теплоты, которое нужно затратить, чтобы превратить въ газъ одну граммъ-молекулу жидкаго вещества, такъ какъ это количество прямо пропорціонально работѣ, которую нужно совершить при отдѣленіи молекулы отъ соединенія для того, чтобы преодолѣть притяженіе молекулы массою жидкаго вещества.

Постараемся составить себѣ представленіе, какимъ образомъ могутъ возникнуть эти силы. Когда атомъ въ соединеніи „ненасыщенъ“, то мы вправѣ ожидать, что онъ оказываетъ сильное притягательное дѣйствіе на другіе атомы, потому что, какъ мы знаемъ, при подходящихъ условіяхъ онъ можетъ притянуть къ себѣ нѣсколько другихъ атомовъ съ такой силой, что они останутся прочно связанными съ нимъ. Но, если даже атомъ въ молекулѣ „насыщенъ“, т. е. если никакого перехода корпускулы ни отъ него ни къ нему

не можетъ происходить, то могутъ существовать силы между двумя сосѣдними атомами, хотя онѣ и не въ состояніи притянуть корпускулу отъ одного атома къ другому и установить такимъ путемъ „химическую связь“ между атомами. Сила между двумя атомами зависитъ, между прочимъ, и отъ той степени легкости, съ которой корпускулы могутъ передвигаться въ атомахъ; это происходитъ по той же причинѣ, по которой силы между двумя противоположно наэлектризованными тѣлами имѣютъ бѣльшую величину въ томъ случаѣ, когда эти тѣла являются проводниками, допускающими передвиженіе электричества и электростатическую индукцію, чѣмъ въ случаѣ изоляторовъ, въ которыхъ электричество не можетъ перемѣщаться.

Если атомъ ненасыщенъ, это значитъ, что имѣются еще нѣсколько корпускулъ, обладающихъ сравнительной свободой передвиженія, ибо при подходящихъ условіяхъ они могутъ войти въ составъ атома или выйти изъ него; тогда, валентность атома достигаетъ максимума, и мы вправѣ поэтому ожидать, что молекула, содержащая ненасыщенный атомъ, должна дѣйствовать съ бѣльшой силой на другія молекулы, вслѣдствіе чего газъ получаетъ тенденцію уклоняться отъ закона Бойля и можетъ быть легко сжиженъ. Но, если даже всѣ атомы въ молекулѣ насыщены и корпускулы, соотвѣтствующія валентности, перенесены, то корпускулы все еще могутъ сохранить нѣкоторую подвижность, хотя и недостаточную для отдѣленія отъ атома. Эта подвижность можетъ быть различна какъ для атомовъ различныхъ элементовъ, такъ и для одного и того же атома въ зависимости отъ того, обладаетъ ли онъ положительной валентностью или отрицательной; другими словами, притягательное дѣйствіе атома не исчерпывается вполне при насыщеніи его валентности, и остаточная сила притяженія можетъ зависѣть не только отъ природы атома, но также и отъ знака дѣйствующихъ валентностей.

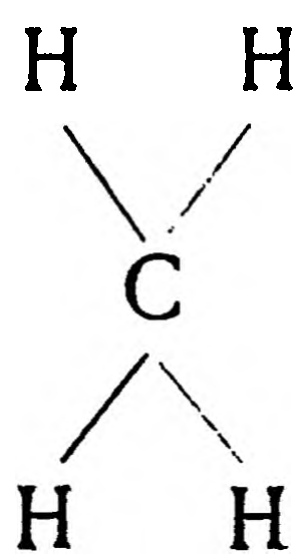
Разсмотримъ нѣсколько примѣровъ. Болотный газъ CH_4 не легко сжижается, и притяженіе между молекулами въ немъ мало. Если же одинъ водородный атомъ его замѣстимъ гидроксиломъ OH , то получимъ метиловый спиртъ, который при обыкновенной температурѣ представляетъ собою жидкость; молекулы его притягиваютъ другъ друга съ значительной силой. Если же кислородъ, какъ утверждаютъ нѣкоторые химики, можетъ быть четырехвалентнымъ, то въ спиртѣ CH_3OH онъ ненасыщенъ и можетъ производить сильное

притягательное дѣйствіе на другіе атомы; замѣщенный же имъ водородъ былъ насыщенъ, и потому притягательная сила его была несравнено меньше. Хлоръ весьма далекъ отъ состоянія совершеннаго газа, и обнаруживаемыя имъ значительныя отступленія отъ закона Бойля указываютъ, что остаточныя притяженія между молекулами его весьма значительны. Хлоръ, повидимому, сохраняетъ это остаточное притяженіе, когда онъ находится въ соединеніи съ другими элементами, потому что соединенія, которыя получаются при замѣщеніи водородныхъ атомовъ металла CH_4 хлорными атомами, какковы CH_3Cl , CH_2Cl_2 , $CHCl_3$ и CCl_4 , представляютъ собою вещества, тѣмъ болѣе далекія отъ состоянія совершеннаго газа, чѣмъ больше въ нихъ содержится хлора; послѣднія изъ указанныхъ соединеній уже и при обыкновенной температурѣ представляютъ собою жидкости. Если мы предполагаемъ, что водородный атомъ заряженъ положительно, а хлорный—отрицательно, то зарядъ на атомѣ углерода мѣняется отъ -4 въ CH_4 до $+4$ въ CCl_4 ; интересно было бы изслѣдовать, вліяетъ ли зарядъ на остаточное притяженіе атома углерода; впрочемъ, остаточное притяженіе хлора столь велико, что благодаря ему дѣйствіе углерода, вѣроятно, должно ступшеываться. Такъ какъ остаточное притяженіе водорода очень мало, то скорѣе всего намъ удастся обнаружить остаточное притяженіе углерода, если мы будемъ пользоваться такими соединеніями, которыя, кромѣ углерода, содержатъ исключительно только водородъ. Возможно, что нѣкоторыя данныя для рѣшенія этого вопроса мы получимъ при изслѣдованіи значеній α въ формѣ Ванъ-деръ-Вальса для такихъ соединеній, какъ C_2H_6 , C_2H_4 и C_2H_2 ; въ каждомъ изъ нихъ зарядъ на атомѣ углерода имѣетъ различную величину. Въ соединеніи CH_4 углеродъ, по предположенію, несетъ зарядъ -4 , а въ окиси углерода CO зарядъ равенъ $+4$ (считая кислородъ четырехвалентнымъ). Значеніе α для CH_4 равно 0,0379, а для CO оно составляетъ всего 0,0284, хотя остаточное притяженіе кислорода, вѣроятно, больше, чѣмъ притяженіе водорода. Все это говоритъ въ пользу того взгляда, что остаточное притяженіе углерода больше въ томъ случаѣ, когда онъ заряженъ отрицательно, чѣмъ въ случаѣ положительнаго заряда.

Помимо вліянія на соотношеніе между объемомъ и давленіемъ, остаточное притяженіе, безъ сомнѣнія, сильно вліяетъ и на удѣльную индуктивную способность вещества. Такъ, напримѣръ, жидко-

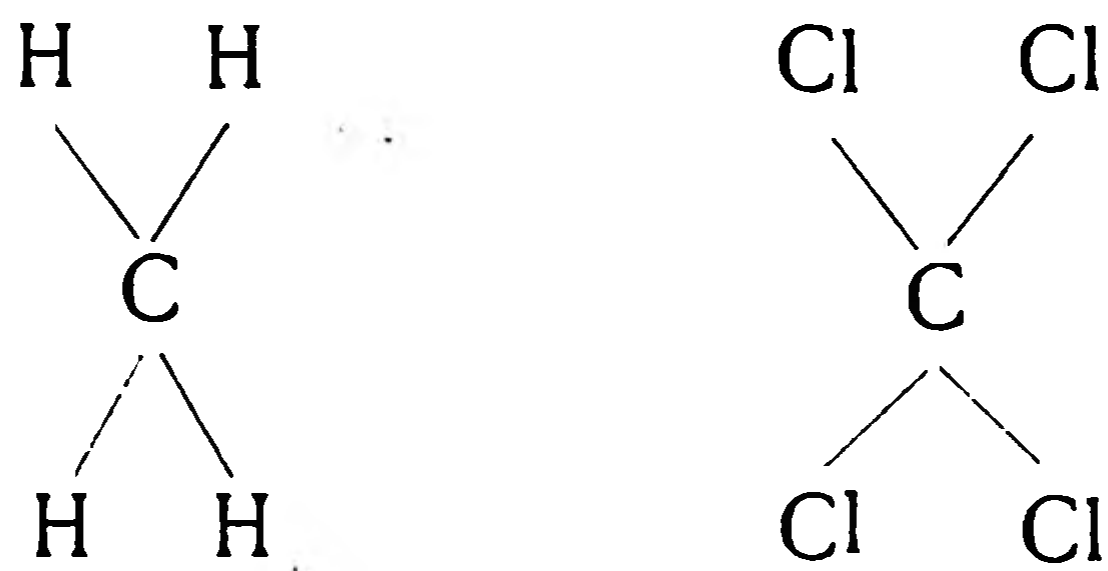
сти, содержащія радикалы OH , NO_2 , CON имѣютъ, вообще говоря, весьма большую удѣльную индуктивную способность. Мало того, какъ показалъ Друде (Drude), эти вещества часто обнаруживаютъ аномальную дисперію для электрическихъ волнъ, длина которыхъ чрезвычайно велика въ сравненіи съ размѣрами молекулы. Отсюда мы вправѣ заключить, что большое остаточное притяженіе между молекулами способствуетъ образованію агрегатовъ, содержащихъ весьма большое число молекулъ, и что чрезвычайно большая величина удѣльной индуктивной способности указанныхъ жидкостей объясняется присутствіемъ въ нихъ подобныхъ агрегатовъ.

Согласно вышеизложенной точкѣ зрѣнія на химическое соединеніе, валентность элемента зависитъ отъ числа корпускулъ, которыя можно присоединить къ атому элемента или отдѣлить отъ него, дѣйствуя на него атомами другихъ элементовъ; въ каждой валентной связи между атомами происходитъ переносъ корпускулы отъ одного атома къ другому; при этомъ тотъ атомъ, который получаетъ корпускулу, пріобрѣтаетъ одну единицу отрицательнаго электрическаго заряда, другой же, теряющій корпускулу, пріобрѣтаетъ единицу положительнаго заряда. Мы можемъ представить этотъ электрическій процессъ, какъ возникновеніе электрической силовой трубки съ единицей мощности, которая соединяетъ оба атома, начинаясь у положительнаго атома и кончаясь у отрицательнаго. Такимъ образомъ, мы можемъ получить физическую интерпретацію тѣхъ линій, которыми пользуются химики для графическаго изображенія связей, соотвѣтствующихъ валентностямъ: эти линіи изображаютъ намъ силовыя трубки, протянутыя между атомами, которые соединены связью. Такъ, на примѣръ, въ графической формулѣ

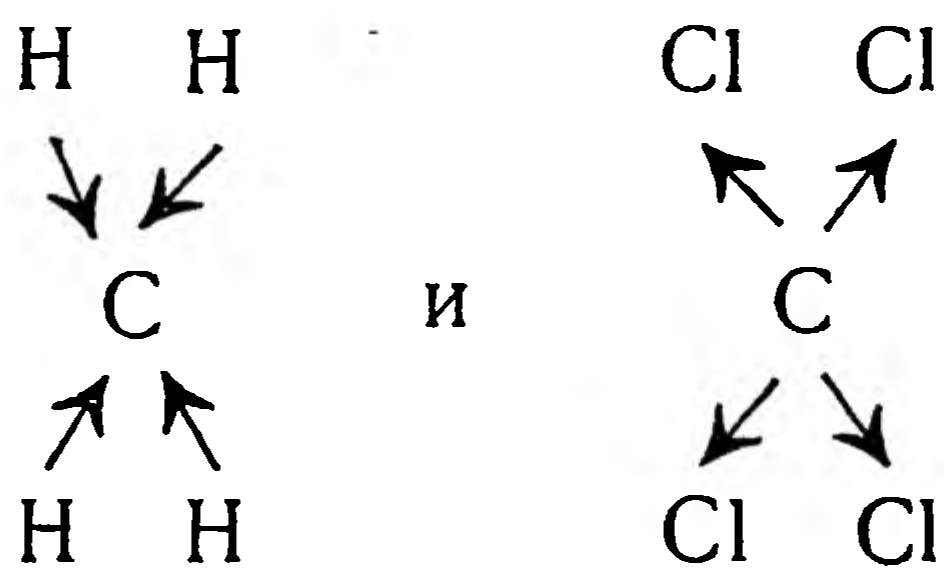


линіи изображаютъ электрическія силовыя трубки, которыя тянутся отъ углероднаго атома къ четыремъ атомамъ водорода. Впрочемъ, въ одномъ отношеніи линіи, изображающія связи, существенно отличаются отъ электрическихъ силовыхъ трубокъ. Линіи, которыми

пользуются химики, не имѣютъ направленія. Напримѣръ, въ двухъ соединеніяхъ.



химики не дѣлаютъ никакого различія между линіями, соединяющими атомъ углерода съ атомомъ водорода, и тѣми линіями, которыя соединяютъ углеродный атомъ съ хлорными. Электрическая же теорія приписываетъ электрическимъ силовымъ трубкамъ определенное направленіе — отъ положительнаго атома къ отрицательному. Напримѣръ, если въ болотномъ газѣ водородные атомы наэлектризованы положительно, а хлорные атомы четыреххлорнаго метана наэлектризованы отрицательно, то графическія формулы этихъ соединеній должны имѣть слѣдующій видъ:



Стрѣлки показываютъ, что положеніе углероднаго атома неодинаково въ обоихъ соединеніяхъ: въ одномъ соединеніи онъ даетъ начало силовымъ электрическимъ трубкамъ, въ другомъ же служитъ концомъ ихъ.

Чтобы изслѣдовать величину и характеръ остаточнаго притяженія, производимаго газомъ, пользуются еще слѣдующимъ методомъ, отъ котораго можно ожидать интересныхъ результатовъ: примѣшивая къ воздуху небольшое количество изслѣдуемаго газа, опредѣляютъ, какое это окажетъ дѣйствіе на скорость положительныхъ и отрицательныхъ іоновъ въ воздухѣ. Найдено, напримѣръ, что скорость отрицательнаго іона въ тщательно высушенныхъ газахъ значительно больше, чѣмъ скорость положительнаго, если дѣйствующія на нихъ электрическія силы равны. Если же мы примѣшаемъ къ газу небольшое количество водяного пара, то получимъ значительное уменьшеніе въ скорости отрицательнаго іона, тогда какъ скорость положительнаго атома почти не уменьшается. Весь-

ма возможно, что это обстоятельство объясняется остаточнымъ притяженіемъ отрицательнаго заряда къ гидроксильному радикалу ОН воды; отрицательные іоны сильнѣе притягиваются молекулами воды, чѣмъ положительные, такъ что молекулы воды стремятся присоединиться къ отрицательнымъ іонамъ и, отягощая ихъ, уменьшаютъ ихъ скорость. Чтобы удостовѣриться въ этомъ, любопытно было бы изслѣдовать, обладаютъ ли другіе газы, содержащіе гидроксильную группу ОН, способностью, подобно водѣ, нагружать собою отрицательные іоны въ большей степени, нежели положительные; интересно также знать, не имѣются ли еще другіе радикалы или атомы, сообщающіе такое же свойство соединеніямъ, въ которыя они входятъ, и, наконецъ, не могутъ ли существовать и другіе, пока еще неизвѣстные атомы или радикалы, которые обладаютъ способностью нагружать собою положительные іоны въ большей степени, чѣмъ отрицательные.

Перейдемъ къ другому явленію, которое, быть можетъ, прольетъ нѣкоторый свѣтъ на различныя состоянія обѣихъ атомовъ въ элементарномъ газѣ; рассмотримъ магнитныя свойства, которыми нѣкоторые элементы обладаютъ даже въ газообразномъ состояніи. Магнитное свойство кислорода представляетъ собою, пожалуй, одно изъ интереснѣйшихъ явленій физики. Этотъ газъ въ молекулярномъ состояніи имѣетъ сильныя магнитныя свойства, озонъ же обладаетъ еще большимъ магнетизмомъ, чѣмъ кислородъ. Кислородъ представляетъ собой настолько магнитное тѣло, что жидкій кислородъ течетъ къ полюсамъ приближаемаго магнита. Несмотря на такой сильный магнетизмъ кислорода въ молекулярномъ состояніи, онъ не сохраняетъ этого свойства въ своихъ соединеніяхъ, если не говорить о немногихъ исключеніяхъ, въ числѣ которыхъ особенно замѣчательна окись азота NO. Такимъ образомъ, смѣсь изъ двухъ объемовъ водорода и одного объема кислорода обладаетъ магнетизмомъ; если же водородъ и кислородъ представляютъ не механическую смѣсь, но вступаютъ въ химическую реакцію, образуя пары воды, то это вещество оказывается діаманитнымъ. Равныя объемы кислорода и угольной кислоты содержатъ одинаковое количество кислорода, и, несмотря на это, кислородъ обладаетъ магнитными свойствами, а угольная кислота діаманитна.

Я склоненъ думать, что указанное свойство кислорода объясняется тѣмъ обстоятельствомъ, что одинъ изъ двухъ атомовъ моле-

кулы кислорода находится въ такомъ состояніи, какое рѣдко встрѣчается въ соединеніяхъ кислорода; эти именно атомы, находящіеся въ особомъ состояніи, обусловливаютъ магнитныя свойства кислорода. Если мы допускаемъ, что оба атома молекулы кислорода связываются электрическими силами, при чемъ одинъ атомъ наэлектризованъ положительно, а другой отрицательно, то въ молекулѣ кислорода мы имѣемъ положительно наэлектризованный атомъ кислорода, т. е. такой атомъ, который потерялъ, по меньшей мѣрѣ, одну корпускулу, если не больше; между тѣмъ въ огромномъ большинствѣ соединеній кислорода атомъ его имѣетъ отрицательный зарядъ. Если мы теперь допустимъ, что атомъ кислорода, потерявшій корпускулы, т. е. заряженный положительно, обладаетъ магнитными свойствами, а тотъ атомъ, который пріобрѣлъ корпускулы, т. е. отрицательно заряженный, либо вовсе не обладаетъ магнитными свойствами, либо же является діаманитнымъ, то мы легко поймемъ, почему кислородъ въ видѣ O_2 обладаетъ магнетизмомъ, тогда какъ въ соединеніяхъ своихъ онъ либо не имѣетъ магнитныхъ свойствъ, либо оказывается діаманитнымъ. Въ подтвержденіе этого взгляда мы можемъ сослаться на аналогичное, повидимому, явленіе въ желѣзѣ: какъ показалъ Тоунсендъ (Townsend), магнитныя свойства желѣза въ растворахъ его солей сильно зависятъ отъ природы солей: коэффициентъ намагничиванія всѣхъ желѣзистыхъ солей равенъ αN , гдѣ N есть число атомовъ желѣза въ кубической единицѣ раствора, а α имѣетъ постоянную величину, не зависящую отъ природы того элемента, съ которымъ соединено желѣзо. Съ другой стороны, коэффициентъ намагничиванія всѣхъ желѣзистыхъ солей равенъ βN , гдѣ β тоже не зависитъ отъ другой составной части соли; β не равно α ; какъ желѣзные, такъ и желѣзистыя соли обладаютъ сильнымъ магнетизмомъ; нужно замѣтить, что атомъ желѣза въ нихъ имѣетъ положительный зарядъ. Если же атомъ желѣза находится въ отрицательной части молекулы, какъ, на примѣръ, въ ціанистыхъ соединеніяхъ желѣза, то такія соединенія, какъ показалъ Тоунсендъ, не имѣютъ магнитныхъ свойствъ: ціаниды желѣза обладаютъ магнитными свойствами не въ большей степени, чѣмъ соли, не содержащія желѣза. Отсюда мы видимъ, что атомъ желѣза можетъ имѣть магнитныя свойства или не имѣть ихъ въ зависимости отъ того, находится ли онъ на положительно наэлектризованной сторонѣ молекулы или на отрицательно наэлектризованной сторонѣ; явленія,

имѣющія связь съ магнетизмомъ кислорода и его соединений, указываютъ, что атомъ кислорода обладаетъ подобнымъ же свойствомъ.

Г Л А В А VII.

Число корпускулъ въ атомѣ.

Если мы станемъ на ту точку зрѣнія, что корпускулы составляютъ существенную часть атома, то однимъ изъ самыхъ основныхъ вопросовъ, на которые мы должны дать отвѣтъ, явится слѣдующій: сколько корпускулъ находится въ атомѣ?

Мы рассмотримъ три метода, которые даютъ возможность опредѣлить приблизительное число корпускулъ въ атомѣ.

Первый методъ. Вторичные Рѣнтгеновскіе лучи.

Этотъ методъ основанъ на опредѣленіи отношенія энергіи въ пучкѣ первичныхъ Рѣнтгеновскихъ лучей, проходящихъ черезъ газъ, къ энергіи вторичныхъ Рѣнтгеновскихъ лучей, испускаемыхъ газомъ, черезъ который проходятъ первичные лучи.

Когда наэлектризованное тѣло сразу приводится въ движеніе, или когда такое тѣло, быстро двигаясь, сразу останавливается, то отъ него исходятъ пульсаціи интенсивной электрической и магнитной силы, распространяющіяся въ пространство со скоростью свѣта. Когда такъ называемые катодные лучи, т. е. быстро движущіяся въ разрѣженной трубкѣ наэлектризованныя частицы, ударяются о стѣнки трубки, и скорости ихъ рѣзко уменьшаются, то возникающія этимъ путемъ пульсаціи являются, согласно нашей гипотезѣ, извѣстными намъ Рѣнтгеновскими лучами. Такимъ образомъ, съ нашей точки зрѣнія Рѣнтгеновскіе лучи представляютъ собою весьма тонкія пульсаціи интенсивной электрической и магнитной силы. Когда такая пульсація ударяется о корпускулу, то электрическая сила въ пульсаціи, дѣйствующая на электрическій зарядъ корпускулы въ теченіе чрезвычайно короткаго промежутка времени, заставляетъ корпускулу двигаться съ большой скоростью. Это внезапное движеніе наэлектризованной корпускулы вызываетъ другую пульсацію

электрической и магнитной силы, а совокупность такихъ пульсацій образуетъ вторичные лучи, испускаемые веществомъ, которое содержитъ корпускулы. Корпускула будетъ давать пульсаціи только въ теченіе того времени, пока ея скорость мѣняется; если корпускула свободна, или если другія силы, дѣйствующія на нее, малы въ сравненіи съ силами въ пульсаціи первичныхъ Рѣнтгеновскихъ лучей, то измѣненіе скорости корпускулы происходитъ исключительно въ теченіе того времени, когда черезъ нее проходитъ первичная пульсація, и мощность вторичной пульсаціи будетъ такая же, какъ и первичной; въ этомъ случаѣ свойства вторичныхъ лучей, поскольку они измѣняются способностью проникновенія лучей, будутъ таковы же, какъ и свойства первичныхъ лучей. Если же корпускула, уже сдвинутая первичнымъ лучемъ, подвергается еще дѣйствию чрезвычайно интенсивныхъ силъ, обусловленныхъ близостью другихъ корпускулъ, то вторичная пульсація, очевидно, будетъ имѣть уже не такой характеръ, какъ въ томъ случаѣ, когда эти силы малы: въ этомъ послѣднемъ случаѣ ускореніе корпускулы дѣлается чрезвычайно малымъ, какъ только первичная пульсація покидаетъ корпускулу, такъ что и первичная и вторичная пульсаціи имѣютъ одинаковую мощность, тогда какъ въ первомъ случаѣ ускореніе корпускулы будетъ имѣть значеніе еще долго послѣ того, какъ пульсація пройдетъ черезъ корпускулу; поэтому ширина вторичной пульсаціи сильно возрастетъ, и вторичные лучи будутъ отличаться гораздо большей поглощаемостью, чѣмъ первичные. Далѣе, если первичная пульсація имѣетъ такую мощность, или корпускулы столь близки другъ къ другу, что пульсація не успѣетъ еще покинуть одну корпускулу, какъ она уже настигнетъ другую, то испускаемые корпускулами пульсаціи не будутъ отдѣлены другъ отъ друга конечнымъ интерваломъ, но одна будетъ налагаться на другую, и вслѣдствіе этого образуется пульсація, которая будетъ толще первичной. Поэтому, если мы найдемъ, что вторичные лучи принадлежатъ тому же типу, какъ и первичные, то мы можемъ заключить, что пульсаціи столь тонки, что на корпускулы каждый разъ дѣйствуетъ лишь одна изъ нихъ, и что возстановляющія силы, вызванныя перемѣщеніемъ корпускулы, незначительны въ сравненіи съ дѣйствіемъ на корпускулу электрической силы въ первичной пульсаціи. Можно показать, что при наличности этихъ условій энергія вторичныхъ лучей, испускаемая въ одну секунду одной единицей

объема пространства, содержащаго корпускулы, въ $\frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2}$ разъ превышаетъ энергію первичнаго излученія, проходящую за такой же промежутокъ времени черезъ одну единицу объема; здѣсь N обозначаетъ число корпускулъ въ единицѣ объема, e зарядъ корпускулы и m ея массу (см. J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases, 2-ое изд., стр. 326).

Баркла (Barkla), авторъ весьма цѣнныхъ изслѣдованій о вторичномъ излученіи, порождаемомъ Рентгеновскими лучами, нашелъ, что для элементовъ съ малымъ атомнымъ вѣсомъ характеръ вторичныхъ лучей таковъ же, какъ и первичныхъ. Кромѣ того, въ согласіи съ только-что приведеннымъ выраженіемъ, онъ пришелъ къ тому выводу, что отношеніе энергіи вторичнаго излученія такихъ элементовъ къ энергіи первичнаго излученія не зависитъ отъ природы первичныхъ лучей, и что для различныхъ веществъ это отношеніе прямо пропорціоноально плотности вещества. Такъ какъ это отношеніе равно $\frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2}$, то, слѣдовательно, этотъ результатъ показываетъ, что число корпускулъ въ единицѣ объема пропорціоноально плотности вещества; такъ какъ плотность равна произведенію изъ числа атомовъ въ единицѣ объема на атомный вѣсъ, то отсюда слѣдуетъ, что число корпускулъ въ атомѣ пропорціоноально атомному вѣсу вещества; на примѣръ, число корпускулъ въ атомѣ кислорода въ 16 разъ превосходитъ число корпускулъ въ атомѣ водорода, и такъ далѣе.

Баркла нашелъ, что энергія вторичнаго излученія одного кубическаго сантиметра воздуха при нормальномъ давленіи составляетъ около 0,00025 энергіи проходящаго черезъ него первичнаго излученія. Отсюда мы получаемъ:

$$\frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2} = 0,00025.$$

Съ другой стороны, $e = 1,2 \times 10^{-20}$, и $e/m = 1,7 \times 10^7$. Послѣ подстановки мы найдемъ:

$$Ne = 10.$$

Если число молекулъ въ кубическомъ сантиметрѣ воздуха при нормальномъ давленіи и температурѣ 0°C равно n , то, какъ намъ извѣстно,

$$ne = 0,4.$$

Такимъ образомъ, $N = 25n$, такъ что молекула воздуха содержитъ въ среднемъ около 25 корпускулъ. Молекулярный вѣсъ азота равенъ 28; этотъ результатъ заставляетъ насъ предполагать, что число корпускулъ въ атомѣ азота должно равняться атомному вѣсу азота. Такъ какъ энергія, разсѣиваемая различными газами, пропорціональна плотности газа, то число корпускулъ въ единицѣ объема тоже должно быть пропорціонально плотности. Поэтому, если число корпускулъ въ атомѣ одного какого-либо вещества равно атомному вѣсу этого вещества, то число корпускулъ въ атомѣ всякаго вещества также должно быть равно атомному вѣсу этого вещества.

Такъ какъ здѣсь мы имѣемъ дѣло съ вопросомъ чрезвычайно большой важности, то мы должны тщательно разсмотрѣть допущенія, сдѣланныя нами при доказательствѣ предложенія, что энергія, излучаемая единицей объема, въ $\frac{8\pi N e^4}{3 m^2}$ разъ превышаетъ энергію первичныхъ лучей. N есть число корпускулъ, приводимыхъ въ движеніе первичной пульсаціей; мы предположили, что въ движеніе приводятся всѣ корпускулы. Можетъ случиться, что нѣкоторыя корпускулы связаны съ шаромъ положительнаго электричества настолько прочно, что онѣ въ сущности прикрѣплены къ атому неразрывно и не могутъ придти въ движеніе, не увлекая съ собою всего атома. Ускореніе такихъ корпускулъ было бы столь мало, что обусловленное ими излученіе должно было бы быть совершенно незначительнымъ по сравненію съ свободно движущимися корпускулами; поэтому всякій методъ, основанный на вторичномъ излученіи, не давалъ бы возможности обнаружить эти неподвижныя корпускулы. Послѣднія, однако, какъ мы увидимъ, могутъ быть открыты съ помощью нашего второго метода.

Второе наше допущеніе заключается въ томъ, что пульсація Рѣнтгеновскаго излученія столь тонка, что одновременно она можетъ содержать всего лишь одну корпускулу. Въ пользу этого взгляда говоритъ тотъ фактъ, что вторичное излученіе отъ легкихъ веществъ имѣетъ тотъ же характеръ, какъ и первичное; между тѣмъ, если бы пульсація захватывала сразу нѣсколько корпускулъ, то мощность пульсаціи вторичнаго излученія была бы больше, чѣмъ первичнаго; она была бы больше на величину разстоянія между двумя корпускулами, если бы пульсація при каждомъ столкновеніи

раньше, чѣмъ оставить одну корпускулу, проходила бы черезъ двѣ слѣдующія; разница эта превышала бы упомянутое разстояніе въ два раза, если бы пульсація проходила черезъ три корпускулы, и т. д.

Это сильно вліяло бы на характеръ вторичнаго излученія, если бы толщина первичной пульсаціи лишь въ незначительное число разъ превышала разстояніе между двумя корпускулами. Вліяніе было бы сравнительно невелико, если бы толщина пульсаціи была значительно больше діаметра атома; такимъ образомъ, тождество вторичнаго излученія съ первичнымъ нельзя считать невозможнымъ при пульсаціяхъ весьма большой мощности; напротивъ, оно несовмѣстимо съ пульсаціями умѣренной толщины. Если пульсаціи толще атома, то всѣ корпускулы въ атомѣ движутся такимъ образомъ, какъ если бы онѣ представляли собой одно заряженное тѣло съ зарядомъ pe и массой pt , гдѣ p есть число корпускулъ въ атомѣ; слѣдовательно, излучаемая энергія составляетъ $\frac{8\pi e^4 p^2}{3 t^2}$ на каждый атомъ; если число атомовъ въ единицѣ объема равно n , то излучаемая энергія равна $\frac{8\pi e^4}{3 t^2} n p^2$ на каждую единицу объема. Но эта энергія, какъ показываетъ опытъ, пропорціональна плотности, т. е. числу nM , гдѣ M есть атомный вѣсъ; поэтому, если бы Рентгеновскіе лучи имѣли указанный характеръ, то величина p^2 была бы пропорціональна M , такъ что число p корпускулъ въ атомѣ было бы пропорціонально квадратному корню изъ атомнаго вѣса.

Однако же, тотъ фактъ, что вторичное излученіе легкихъ жидкихъ и твердыхъ тѣлъ, какъ и газовъ, имѣетъ тотъ же характеръ, что и первичное излученіе, показываетъ, что пульсаціи первичнаго излученія не могутъ имѣть принятой нами мощности: дѣйствительно, если бы мощность пульсаціи была значительно больше діаметра атома, то подобная пульсація, проходя черезъ твердое или жидкое тѣло, состоящее изъ такихъ атомовъ, никогда не была бы свободна отъ корпускулъ, и вторичная пульсація была бы значительно болѣе мощной и растянулась бы на большее пространство, чѣмъ первичная.

Если первичная пульсація толще атома и электрическая сила въ ней одинаково направлена сзади впередъ, то для каждого атома излучаемая энергія пропорціональна квадрату числа кор-

пускулъ въ немъ, а не первой степени этого числа, какъ это имѣтъ мѣсто въ случаѣ тонкихъ пульсацій. Такимъ образомъ, въ мощныхъ пульсаціяхъ этого типа излученіе возрастаетъ съ увеличеніемъ числа корпускулъ быстрѣе, чѣмъ въ тонкихъ. Это, однако, справедливо лишь въ томъ случаѣ, когда электрическая сила одинаково направлена на всемъ протяженіи пульсаціи. Но если направленіе электрической силы въ передней части пульсаціи противоположно направленію въ задней, то излученіе въ мощной пульсаціи меньше, чѣмъ въ тонкой, потому что въ задней сторонѣ мощной пульсаціи ускоренія корпускулъ направлены противоположно ускореніямъ переднихъ корпускулъ; порожденные этими ускореніями электрическія и магнитныя силы имѣютъ противоположныя направленія; дѣйствія ихъ вслѣдствіе этого взаимно уничтожаются, и оба излученія, вмѣстѣ взятыя, будутъ гораздо слабѣе, чѣмъ каждое въ отдѣльности. Съ другой стороны, если пульсація такъ тонка, что одновременно она можетъ охватить одну лишь корпускулу, то излученіе распространяется самостоятельно отъ каждой корпускулы, и излучаемая энергія будетъ прямо пропорціональна числу корпускулъ.

Вторично излученіе веществъ съ большимъ атомнымъ вѣсомъ имѣтъ не вполнѣ такой характеръ, какъ первичное излученіе; дѣйствительно, въ этихъ веществахъ значительно большая часть вторичнаго излученія состоитъ изъ катодныхъ лучей легко поглощаемого типа, такъ что въ общемъ все вторичное излученіе обладаетъ несравненно меньшей проникающей силой, чѣмъ первичное. Баркла нашелъ, что въ веществахъ съ большими атомными вѣсами количество вторичныхъ лучей, имѣющихъ такую же проникающую силу, какъ и первичные, часто бываетъ меньше, чѣмъ въ болѣе легкихъ элементахъ; но въ послѣднемъ случаѣ практически все вторичное излученіе относится къ проникающему типу, тогда какъ въ болѣе тяжелыхъ элементахъ лучи этого типа составляютъ лишь часть всего излученія. Мы должны были бы ожидать, что количество проникающихъ лучей начинаетъ уменьшаться, когда корпускулы въ атомѣ скучены настолько, что Рѣнтгеновскія пульсаціи захватываютъ одновременно нѣсколько корпускулъ, если только электрическая сила въ передней части пульсаціи и въ тылу ея имѣтъ противоположныя направленія. Баркла нашелъ, что въ тѣхъ лучахъ, которыми онъ пользовался, элементы меньшаго атомнаго вѣса, чѣмъ кальцій, давали вторичное излученіе такого же типа,

какъ и первичное, тогда какъ въ кальціи и въ элементахъ съ большимъ атомнымъ вѣсомъ излученіе состояло, главнымъ образомъ, изъ легко поглощаемыхъ катодныхъ лучей. Я нашелъ, что элементъ, съ котораго начиналась перемѣна, зависѣлъ отъ характера первичныхъ лучей, и что въ случаѣ очень мягкихъ лучей перемѣна въ характерѣ вторичнаго излученія можетъ произойти, начиная уже съ болѣе легкихъ элементовъ, чѣмъ кальцій.

Если газъ при прохожденіи черезъ него первичныхъ лучей іонизируется, т. е. если корпускулы отдѣляются отъ атомовъ, то столкновенія этихъ корпускулъ увеличиваютъ вторичное излученіе; но это увеличеніе будетъ состоять изъ лучей, имѣющихъ, вообще говоря, не такой характеръ, какъ первичные лучи.

Второй способъ: опредѣленіе числа корпускулъ въ атомѣ на основаніи непрозрачности вещества для катодныхъ лучей.

Если катодный лучъ идетъ съ очень большой скоростью черезъ рой корпускулъ, то, проходя вплотную мимо одной изъ этихъ корпускулъ, онъ испытываетъ отклоненіе; благодаря такимъ отклоненіямъ пучекъ катодныхъ лучей, первоначально параллельныхъ оси x -овъ, по мѣрѣ прохожденія черезъ вещество все болѣе разсѣивается; съ увеличеніемъ длины пути число лучей, проходящихъ за единицу времени черезъ единицу площади перпендикулярно къ оси x -овъ, дѣлается все меньше и меньше. Степень отклоненія, испытываемаго движущейся корпускулой, зависитъ отчасти отъ той прочности, съ какой силы внутри атома въ поглощающемъ веществѣ удерживаютъ корпускулы въ положеніи равновѣсія. Если бы мы пожелали принять во вниманіе эти силы, то рѣшеніе задачи было бы чрезвычайно сложнымъ и труднымъ. Но дѣйствіе этихъ силъ мы можемъ до нѣкоторой степени замѣстить увеличеніемъ массы корпускулъ въ поглощающемъ веществѣ: если силы, дѣствующія на корпускулу, удерживаютъ ее съ абсолютной прочностью, то дѣйствіе корпускулы будетъ точно такое же, какъ если бы она была свободна отъ подобныхъ силъ, но имѣла безконечно большую массу.

Можно показать, что при такихъ допущеніяхъ число корпускулъ, проходящихъ черезъ единицу площади перпендикулярно къ оси x -овъ на разстояніи x отъ того мѣста, гдѣ потокъ корпускулъ

вступаетъ въ вещество, равно $J_0 e^{-\lambda x}$; здѣсь J_0 обозначаетъ число корпускулъ въ томъ мѣстѣ, гдѣ $x = 0$, и

$$\lambda = 4\pi N e^4 \left(\frac{V_0}{V} \right)^4 \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2^2} \log \left[\frac{\alpha}{e^2} \left(\frac{V}{V_0} \right)^2 \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right]$$

(См. J. J. Thomson, Phil. Mag., июнь 1906; „Conduction of Electricity through Gases, 2-ое изд., стр. 377).

Въ этомъ выраженіи N есть число корпускулъ въ единицѣ объема поглощающаго вещества, e — выраженный въ электромагнитныхъ единицахъ зарядъ на корпускулѣ, M_1 — масса корпускулы въ атомахъ поглощающаго вещества, M_2 — масса движущейся корпускулы, V — скорость ея, V_0 — скорость свѣта, α — разстояніе между корпускулами въ атомахъ поглощающаго вещества, λ — коэффициентъ поглощенія катодныхъ лучей въ данномъ веществѣ. Мы можемъ выразить величину λ въ функціи числа P корпускулъ въ атомѣ поглощающаго вещества: если d есть плотность вещества, μ — масса атома, то $Pd = N\mu$; поэтому:

$$\frac{\lambda}{d} = 4\pi \frac{P e^4}{\mu} \cdot \left(\frac{V_0}{V} \right)^4 \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2^2} \log \left[\frac{\alpha}{e^2} \left(\frac{V}{V_0} \right)^2 \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right].$$

Но

$$e/M_2 = 1.7 \times 10^7,$$

$$e = 1.2 \times 10^{-20},$$

$$\frac{e}{\mu} = 10^4/w;$$

гдѣ w есть атомный вѣсъ поглощающаго вещества, а $V_0 = 3 \times 10^{10}$ — скорость свѣта.

Подставивъ эти значенія, мы найдемъ:

$$\frac{\lambda}{d} = \frac{4\pi P}{w} \frac{V_0^4}{V^4} \times \frac{1.05}{30} \cdot \frac{M_1 + M_2}{M_1} \log \left[\frac{\alpha}{e^2} \left(\frac{V}{V_0} \right)^2 \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right].$$

Разсмотрѣнное въ этомъ изслѣдованіи поглощеніе обусловливается разсѣяніемъ корпускулъ, которое вызывается столкновеніями ихъ съ другими корпускулами; измѣненія кинетической энергіи ударяющейся корпускулы мы не принимаемъ во вниманіе. Это поглощеніе аналогично разсѣянію, которое имѣетъ мѣсто, когда свѣтовой лучъ проходитъ черезъ слой распыленнаго стекла. Такъ какъ для насъ важно получить ясное понятіе о значеніи этого коэффи-

ціента, мы рассмотримъ одинъ частный случай. Предположимъ, что падающія корпускулы образуютъ цилиндрическій пучекъ $EFGH$; пройдя черезъ поглощающее вещество, этотъ пучекъ разсѣется, и его поперечное сѣченіе во много разъ увеличится. Изслѣдуемый нами коэффициентъ поглощенія измѣряется уменьшеніемъ энергіи, проходящей черезъ сѣченіе пучка $LMNP$, составляющаго продолженіе падающаго пучка, но не уменьшеніемъ всего количества энергіи, проходящей черезъ пластинку; послѣднее было бы, конечно, гораздо меньше, чѣмъ уменьшеніе энергіи, проходящей черезъ сѣченіе пучка $LMNP$. Такимъ образомъ, если бы корпускулы происходили отъ радіоактивнаго вещества, помѣщеннаго въ металлической трубкѣ $EFGH$, то коэффициентъ поглощенія пластинки измѣрялся бы уменьшеніемъ числа корпускулъ, проходящихъ черезъ трубку $LMNP$, составляющую продолженіе трубки, въ которой находится радіоактивное вещество, а не уменьшеніемъ числа корпускулъ, проходящихъ сквозь эту пластинку. Въ сдѣланныхъ до сихъ поръ опытахъ надъ поглощеніемъ β -лучей измѣренію подвергалась іонизація, обусловленная всѣми лучами, выходящими изъ поглощающаго слоя; этимъ можно объяснить, почему величина λ/d , полученная различными физиками для β -лучей, испускаемыхъ радіоактивными веществами, гораздо меньше соотвѣтствующаго отношенія для случая быстродвижущихся катодныхъ лучей, произведенныхъ въ разрѣженной трубкѣ, когда мѣрою поглощеній служило количество корпускулъ, проходящихъ черезъ постоянную площадь, какъ, напримѣръ, черезъ сѣченіе трубки $LMNP$, а не общее количество, проходящее черезъ всю поглощающую пластинку. Эта разница весьма значительна; она настолько велика, что ея нельзя объяснить различіемъ въ скоростяхъ корпускулъ; это видно хотя бы изъ того, что величина отношенія λ/d колеблется отъ 5 до 10 для β -лучей урана, скорость которыхъ, по Беккерелю, равна 1.6×10^{10} см./сек., тогда какъ для катодныхъ лучей со скоростью 10^{10} см./сек. отношеніе λ/d колеблется, согласно Бекеру (Becker), между 1200 и 2000. Новѣйшіе опыты, произведенные Кроусеромъ (Crowther) въ лабораторіи Кавендиша, показали, что отношеніе λ/d , въ которомъ λ обозначаетъ уменьшеніе количества лучей, проходящихъ черезъ единицу площади, для лучей урана равно 150. Такъ какъ въ опытѣ съ катодными лучами измѣренное количество соотвѣтствуетъ нашему коэффициенту поглощенія, въ случаѣ же урановыхъ лучей это

количество ему не соответствует, то для опредѣленія отношенія P/v мы воспользуемся первымъ количествомъ.

Если мы остановимся на случаѣ, изслѣдованномъ Бекеромъ, когда $V = 10^{10}$, и положимъ $M_1 = M_2$, то мы найдемъ изъ ур-ія на стр. 142, что

$$\frac{\lambda}{d} = 67 \frac{P}{w} \log \left(\frac{a}{9} \frac{M}{e^2 2} - 1 \right).$$

Но, какъ извѣстно (см. стр. 32), $M = \frac{2}{3} \frac{e^2}{b}$, гдѣ b есть радіусъ корпускулы, равный 10^{-13} , откуда слѣдуетъ:

$$\frac{\lambda}{d} = 67 \frac{P}{w} \log \left(\frac{a}{27 \times 10^{-13}} = 1 \right).$$

Если мы примемъ, что число a того же порядка, что и 10^{-8} , то

$$\text{отношеніе } \frac{\lambda}{d} = 67 \frac{P}{w} \log \left(\frac{10^5}{27} \right)$$

или приблизительно

$$= 550 \frac{P}{w}.$$

Такъ какъ отношеніе λ/d мѣняется въ предѣлахъ отъ 1200 до 2000, то мы видимъ отсюда, что отношеніе P/w не можетъ быть велико, т. е. что число корпускулъ въ атомѣ должно быть того же порядка, что и атомный вѣсъ.

Этотъ методъ дополняетъ предшествующій (стр. 135), который не даетъ возможности принять въ расчетъ корпускулы, удерживаемыя съ такой силой, что Рѣнтгеновскіе лучи не приводятъ ихъ въ движеніе. Второй методъ не имѣетъ этого недостатка; съ другой стороны, этотъ методъ основанъ на допущеніи, что отталкиваніе между корпускулами обратно пропорціонально квадрату разстоянія между нами, какъ бы мало оно ни было.

Третій методъ: указанія на строеніе атома, вытекающія изъ разсмотрѣнія оптическихъ свойствъ тѣлъ.

Мы могли бы опредѣлить число корпускулъ, если бы мы располагали измѣреніями дисперсіи свѣта при прохожденіи черезъ одноатомный газъ; въ самомъ дѣлѣ, можно доказать (см. Phil. Mag. Juni, 1906), что если атомъ содержитъ n корпускулъ въ шарѣ съ

однороднымъ положительнымъ зарядомъ, то показатель преломленія μ газа для свѣтовыхъ волнъ съ числомъ колебаній p опредѣляется изъ слѣдующаго уравненія:

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{\frac{4}{3} \pi N (m E^2 + M E e)}{\frac{4}{3} \pi \rho (M e + m E) - m M p^2} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (1)$$

Здѣсь N означаетъ число атомовъ въ одномъ кубическомъ сантиметрѣ, e зарядъ на корпускулѣ, m массу корпускулы, M массу шара положительнаго электричества, E величину положительнаго заряда, такъ что $E = ne$; наконецъ, ρ есть плотность положительнаго электричества. Мы принимаемъ, что длина свѣтовыхъ волнъ значительно превышаетъ діаметръ атома, такъ что электрическая сила въ свѣтовой волнѣ считается постоянной внутри всего атома.

Въ случаѣ бесконечно длинныхъ волнъ $p = 0$, откуда находимъ:

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{N E}{\rho},$$

= N (объему шаровъ положительнаго электричества)

= объему, занимаемому этими шарами въ одномъ кубическомъ сантиметрѣ газа. Эта величина совпадаетъ съ данными, вытекающими изъ теоріи Массотти (Massotti), въ которой атомы разсматриваются, какъ совершенные сферическіе проводники.

Если членъ, содержащій p^2 малъ, то мы можемъ привести уравненіе (1) къ такому виду:

$$\begin{aligned} \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} &= \frac{N E}{\rho} \left\{ 1 + \frac{M m}{E e} \cdot \frac{3 E}{4 \pi \rho} \frac{1}{M + m} p^2 \right\} \\ &= \frac{N E}{\rho} \left\{ 1 + \frac{m}{e^2} \cdot \frac{3 E}{4 \pi \rho} \cdot \frac{M}{n (M + m)} p^2 \right\}. \end{aligned}$$

Выраженіе $\frac{M}{n (M + m)}$ является здѣсь единственнымъ множителемъ,

содержащимъ n ; оно всегда меньше, чѣмъ $1/n$; поэтому при одномъ и томъ же размѣрѣ атома съ возрастаніемъ числа n , дисперсія быстро уменьшается; измѣривъ дисперсію, мы могли бы приблизительно вычислить значеніе n . Хотя мы въ настоящее время не имѣемъ ни одного измѣренія дисперсіи одноатомнаго газа, но нѣкоторые опыты Лорда Рэля даютъ основаніе полагать, что дисперсія одноатомнаго

газа такого же порядка, какъ и двуатомныхъ газовъ. Кеттелеръ (Ketteler) показалъ, что дисперсія водорода выражается слѣдующей формулой

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{1}{3} \left(2.8014 \times 10^{-4} + 2 \times 10^{-11} \frac{1}{\lambda^2} \right),$$

гдѣ λ длина волны.

Сравнивая эту формулу съ вышеприведенной и замѣчая, что $p = \frac{2\pi V}{\lambda}$ (V есть скорость свѣта), мы найдемъ:

$$\frac{1}{n} \frac{M}{M + nt} = 1 \text{ (приблизительно).}$$

Этотъ результатъ показываетъ, что число n не можетъ сильно отличаться отъ единицы; поэтому, если бы одноатомный газъ имѣлъ такую же плотность и такія же оптическія свойства, какъ водородъ, то его атомъ не могъ бы содержать много корпускулъ. Этотъ результатъ подтверждаетъ выводъ, полученный нами помощью предшествовавшихъ методовъ: число корпускулъ въ атомѣ пропорціонально атомному вѣсу.

Предыдущее выраженіе для показателя преломленія газа основано на допущеніи, что сила, которая исходитъ отъ положительнаго электричества и при перемѣщеніи корпускулы стремится возвратить ее въ первоначальное положеніе, превышаетъ это перемѣщеніе въ μ разъ, при чемъ число μ имѣетъ одинаковое значеніе для всѣхъ корпускулъ. Но это предположеніе не вѣрно въ случаѣ двуатомныхъ молекулъ, въ которыхъ силы, связывающія атомы, возникаютъ благодаря перемѣщенію корпускулъ, соотвѣтствующихъ валентности. Разсмотримъ простой примѣръ: имѣемъ два атома различныхъ размѣровъ, содержащихъ каждый по одной корпускулѣ; если меньшій атомъ проникнетъ внутрь большаго на извѣстное разстояніе, то корпускула, находившаяся первоначально въ центрѣ большаго атома, внезапно перескакиваетъ внутрь меньшаго и занимаетъ тамъ положенія E съ той же стороны отъ центра B меньшаго атома, съ какой находится центръ A большаго атома. Корпускула, находившаяся первоначально въ B , перемѣстится въ точку F , лежащую не съ той стороны точки B , съ которой ле-

жить E , а съ противоположной. Корпускула при E соотвѣтствуетъ корпускулѣ валентности.

Разсмотримъ эту корпускулу въ положеніи E_1 , въ которомъ она находилась передъ тѣмъ, какъ проникла въ меньшій атомъ: если она подверглась перемѣщенію ξ , то силы, которыя исходятъ отъ положительнаго заряда и стремятся вернуть ее въ первоначальное положеніе, равны $\left(\frac{e^2}{a^3} - \frac{2e^2}{BE_1^3} 3\right) \xi$; если точка F_1 была соотвѣтствующимъ положеніемъ точки F , то силы, стремящіяся возвратить корпускулу въ первоначальное положеніе, равны $\left(\frac{e^2}{a^3} + \frac{e^2}{b^3}\right) \xi$, гдѣ a и b суть радіусы большаго и меньшаго атома. Коэффициенты при ξ въ этихъ выраженіяхъ различны, и предыдущее изслѣдованіе здѣсь не примѣнимо. Чтобы найти выраженіе показателя преломленія для подобныхъ случаевъ, мы можемъ воспользоваться слѣдующей теоремой Лоренца: показатель преломленія μ свѣта съ числомъ колебаній p , происходящаго отъ системы наэлектризованныхъ частицъ, масса которыхъ равна m , зарядъ равенъ e , а числа колебаній вокругъ положеній равновѣсія равны соотвѣтственно p_1, p_2, p_3, \dots , опредѣляется изъ слѣдующаго уравненія.

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \left(\frac{N_1 \frac{e^2}{m}}{p_1^2 - p^2} + \frac{N_2 \frac{e^2}{m}}{p_2^2 - p^2} + \dots \right)$$

Здѣсь N_1 выражаетъ число системъ съ числомъ колебаній p_1 въ одной единицѣ объема, N_2 число системъ съ числомъ колебаній p_2 и т. д.

Изъ этого уравненія мы заключаемъ, что въ суммѣ, выражающей отношеніе $(\mu^2 - 1)/(\mu^2 + 2)$ наибольшими слагаемыми являются тѣ члены, въ которыхъ величина p_r имѣетъ наименьшее значеніе. Когда величина p_r мала, то сила, которая стремится возвратить сдвинутую наэлектризованную частицу въ ея первоначальное положеніе, мала, такъ что тѣ частицы, которыя легко перемѣщаются, имѣютъ наибольшее вліяніе на преломленіе. Если мы предположимъ, что нѣкоторыя наши частицы перемѣщаются въ такой мѣрѣ легче, чѣмъ прочія, что вліяніе ихъ на показатель преломленія дѣлаетъ незамѣтнымъ вліяніе остальныхъ частицъ, и если мы допустимъ

еще, что всѣ эти слабо удерживаемыя частицы имѣютъ одинаковый періодъ p_0 , то мы получимъ уравненіе

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{Ne^2}{p_0^2 - p^2},$$

гдѣ N есть число такихъ частицъ въ единицѣ объема.

Но есть цѣлый рядъ веществъ, показатель преломленія которыхъ находится въ слѣдующемъ простомъ соотношеніи съ числомъ колебаній:

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = \frac{A}{p_0^2 - p^2};$$

опыты же Кеттелера и другихъ даютъ намъ значеніе величины A . Сравнивая это выраженіе съ предшествующимъ для $(\mu^2 - 1)/(\mu^2 + 2)$, мы находимъ, что

$$A = \frac{Ne^2}{m}.$$

Такъ какъ значенія величинъ e и e/m намъ извѣстны, то изъ этого уравненія мы можемъ опредѣлить N , т. е, число этихъ системъ въ единицѣ объема. Это и выполнилъ профессоръ Друде (Drude); онъ пришелъ къ заключенію, что найденное такимъ образомъ число превышаетъ число атомовъ въ единицѣ объема, но не въ очень большой степени: на примѣръ, лишь въ очень рѣдкихъ случаяхъ первое число превосходитъ второе въ десять разъ. Друде нашелъ также, что на одинъ атомъ приходится тѣмъ большее число преломляющихъ системъ, чѣмъ больше химическая валентность атома преломляющаго вещества. Такъ какъ въ веществахъ съ большимъ атомнымъ вѣсомъ число этихъ преломляющихъ системъ лишь въ три четыре раза превышаетъ число атомовъ и потому невелико въ сравненіи съ числомъ корпускулъ, то очевидно, что не всѣ корпускулы въ атомѣ принимаютъ одинаковое участіе въ преломленіи, но что фактически всю эту работу выполняетъ лишь небольшая часть корпускулъ, и чѣмъ больше валентность, тѣмъ больше число корпускулъ, производящихъ процессъ преломленія. Такой результатъ можно было предвидѣть. Дѣйствительно, по валентности мы можемъ судить о числѣ смѣщенныхъ корпускулъ; весьма вѣроятно, что эти корпускулы, которыя смѣщаются благодаря дѣйствію одного атома на другіе, гораздо менѣе прочно связаны, чѣмъ тѣ корпускулы, ко-

торыя подъ этимъ дѣйствіемъ сохраняють свое положеніе; такъ какъ корпускулы валентности смѣщаются легче всѣхъ другихъ, то онѣ-то оказываютъ наибольшее вліяніе на показатель преломленія. Итакъ, оптическія свойства всѣхъ газовъ кромѣ, одноатомныхъ, усложнены привходящими обстоятельствами, въ виду чего мы не можемъ воспользоваться ими для опредѣленія полного числа корпускулъ въ атомѣ.

Разсматривая оптическія свойства газовъ, мы должны удѣлить вниманіе одному возраженію, которое само собой напрашивается, противъ положенія, что число корпускулъ въ атомѣ представляетъ собой невысокое краткое атомнаго вѣса. Это возраженіе состоитъ въ слѣдующемъ: если спектральныя линіи происходятъ вслѣдствіе колебаній корпускулъ въ атомѣ, а n корпускулъ имѣютъ $3n$ степеней свободы, то наибольшее число различныхъ періодовъ колебанія системы, т. е. различныхъ спектральныхъ линій, равно $3n$. При такой точкѣ зрѣнія число корпускулъ въ атомѣ не можетъ быть менѣе одной трети числа спектральныхъ линій; между тѣмъ для многихъ элементовъ это число въ значительной степени превысило бы атомный вѣсъ. Мало того, въ дѣйствительности во всѣхъ, или почти во всѣхъ, линіяхъ линейныхъ спектровъ элементовъ можно наблюдать явленіе Зеемана, т. е. магнитное поле можетъ разложить каждую линію по крайней мѣрѣ на три составляющія. Поэтому каждая линія, обнаруживающая явленіе Зеемана, должна соотвѣтствовать не одному изолированному періоду, но сліянію трехъ равныхъ періодовъ. Но теорія колебаній системы n корпускулъ учитъ насъ, что p^2 , т. е. квадратъ числа колебаній, опредѣляется изъ уравненія степени $3n$, которое не можетъ имѣть болѣе $3n$ различныхъ корней. Однако же многіе изъ этихъ корней изолированы, и соотвѣтствующія имъ спектральныя линіи не даютъ явленія Зеемана; есть лишь сравнительно небольшое число частицъ, которымъ соотвѣтствуетъ по три равныхъ корня уравненія: они-то и даютъ начало тѣмъ спектральнымъ линіямъ, на которыхъ мы можемъ наблюдать явленіе Зеемана. Итакъ, если бы спектръ тѣла обусловливался колебаніями корпускулъ въ атомѣ, то число корпускулъ должно было бы значительно превышать число спектральныхъ линій, и потому было бы гораздо больше атомнаго вѣса.

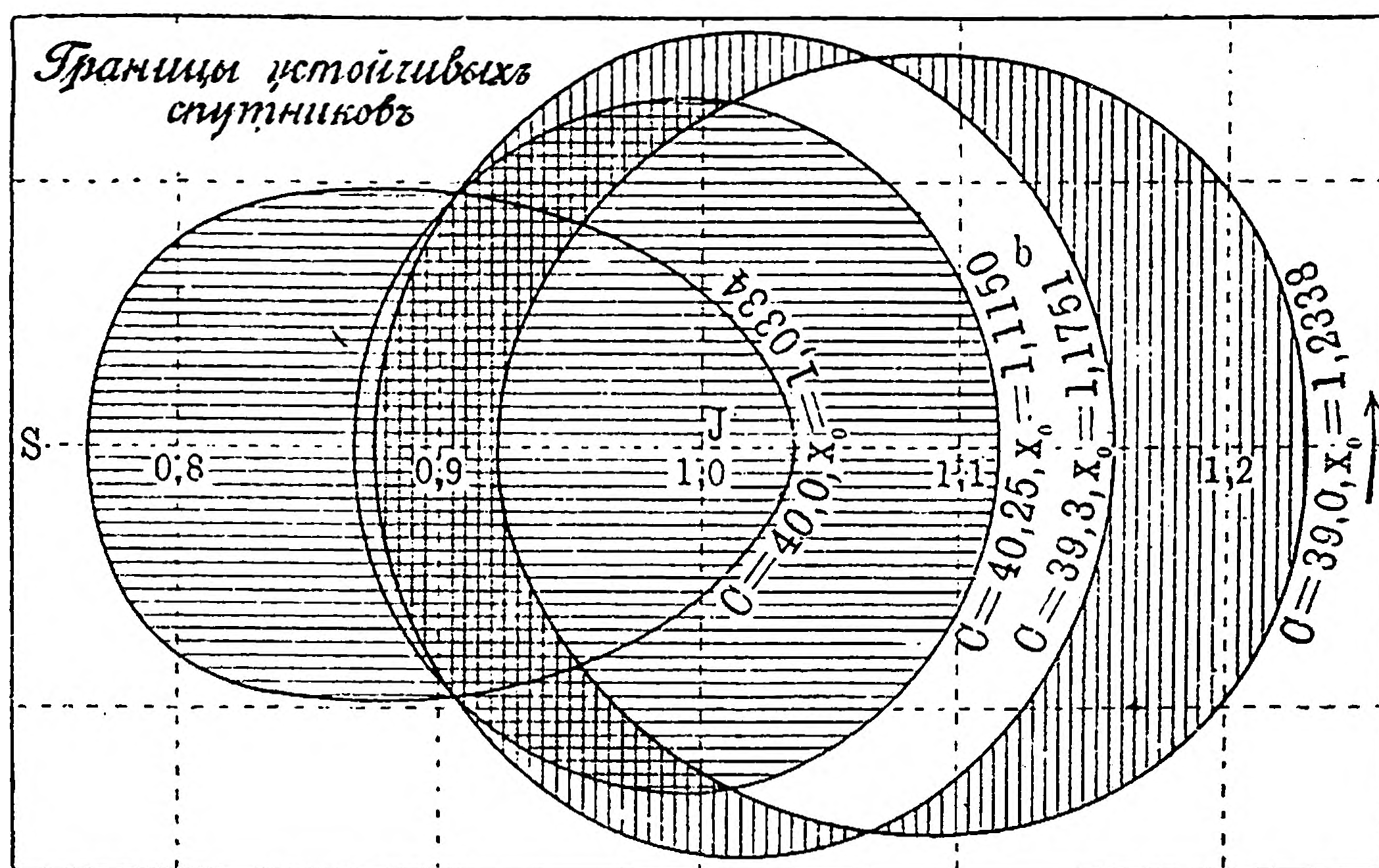
Въ отвѣтъ на такое возраженіе я могу указать слѣдующее: ничто не доказываетъ намъ, что большинство спектральныхъ линій

элемента испускается атомами, находящимися въ нормальномъ состояніи. Газъ начинаетъ свѣтиться въ томъ случаѣ, когда черезъ него проходитъ электрическій токъ, либо же когда мы сильно повышаемъ его температуру: а и въ томъ и въ другомъ случаѣ газъ іонизованъ, т. е, кромѣ нормальныхъ атомовъ, мы имѣемъ еще положительно заряженные іоны и отрицательно наэлектризованныя корпускулы. Возможно, что положительно наэлектризованный іонъ и корпускула образуютъ систему, аналогичную солнечной: положительный іонъ съ его большой массой играетъ роль солнца, а корпускулы обращаются вокругъ него на подобіе планетъ. Силы, дѣйствующія на корпускулы, отчасти обуславливаются притяженіемъ со стороны положительнаго заряда, которое обратно пропорціоально квадрату разстоянія; отчасти же онѣ возникаютъ благодаря взаимодействию между корпускулами и положительнымъ электричествомъ внутри іона. Поэтому за исключеніемъ того случая, когда имѣется всего лишь одна корпускула въ центрѣ шара положительнаго электричества, эти силы имѣютъ конечную величину и зависятъ не только отъ разстоянія между корпускулой и іономъ, но также и отъ азимута корпускулы относительно іона.

Теперь является вопросъ, можетъ ли такая система производить колебанія съ опредѣленными періодами, которые отдѣлены другъ отъ друга конечными интервалами, какъ въ линейномъ спектрѣ газа. Чтобы корпускула внѣ іона могла давать опредѣленную линію, она должна обращаться по замкнутой орбитѣ; если бы были возможны орбиты, имѣющія въ извѣстныхъ предѣлахъ всѣ возможные періоды, то системы іоновъ и корпускулъ давали бы сплошной, а не линейный спектръ. Далѣе, если бы между положительнымъ іономъ и корпускулой дѣйствовала простая центральная сила, обратно пропорціоальная квадрату разстоянія, то для корпускулы существовало бы бесконечно большое число эллиптическихъ орбитъ съ непрерывно мѣняющимися періодами, и спектръ былъ бы сплошной. Если же, какъ въ нашемъ случаѣ, сила, дѣйствующая между іономъ и корпускулой, гораздо болѣе сложна, то число возможныхъ періодическихъ орбитъ оказывается гораздо болѣе ограниченнымъ. Силы могутъ быть подчинены такимъ законамъ, которые исключаютъ возможность періодическихъ орбитъ совершенно; таковъ, на примѣръ, случай, когда вся сила, дѣйствующая на корпускулу, исходитъ отъ простаго электрическаго двойника.

Важное значеніе для разсматриваемаго вопроса имѣютъ результаты, изложенные сэромъ Джорджемъ Дарвиномъ въ его статьѣ «Periodic Orbits» (въ *Acta Mathematica*.) Дарвинъ изслѣдуетъ возможныя періодическія орбиты частицы съ бесконечно-малой массой, находящейся подъ дѣйствіемъ солнца и планеты, масса которой со-

Фиг. 28.



ставляетъ $\frac{1}{10}$ массы солнца. Если мы разсматриваемъ орбиты по которымъ, какъ спутники вокругъ планеты, движется частица, то на частицу дѣйствуетъ, во-первыхъ, центральная сила, обратно пропорціональная квадрату разстоянія и, во-вторыхъ, сила, обусловленная притяженіемъ солнца. Эту силу мы можемъ разложить на двѣ: одна дѣйствуетъ по направленію къ планетѣ, другая перпендикулярна къ прямой, соединяющей планету съ ея спутникомъ; тогда мы получимъ нѣкоторое сходство между этими силами и тѣми, которыя дѣйствуютъ на корпускулу, если они исходятъ отъ весьма простаго атома съ положительнымъ зарядомъ. Радіальное притяженіе положительнаго заряда соотвѣтствуетъ притяженію планеты, а силы, исходящія отъ корпускулъ и шара положительнаго электричества, можно сравнить съ притяженіемъ солнца, хотя онѣ, вѣроятно, гораздо сложнѣе.

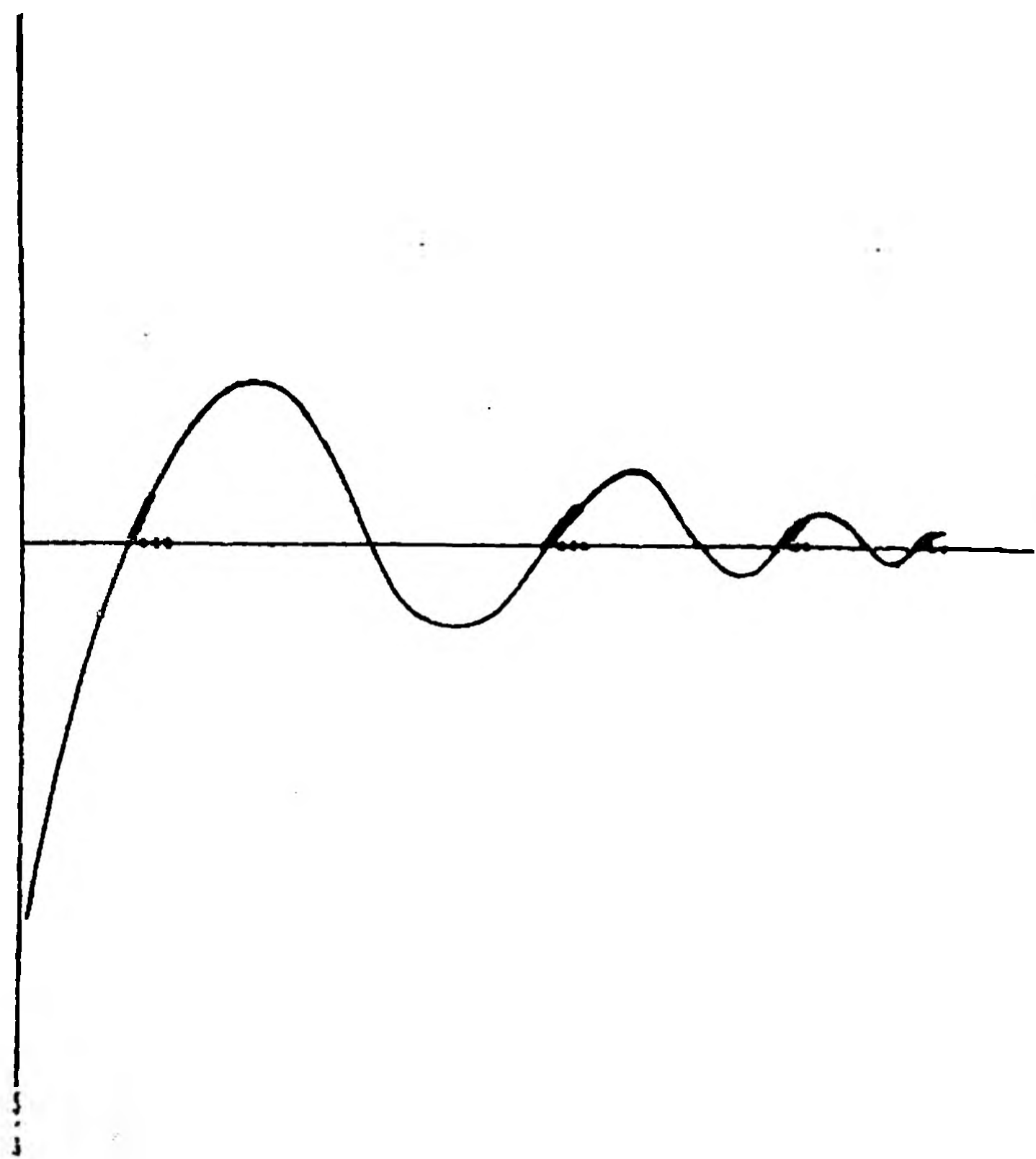
Но Дарвинъ нашелъ, что вблизи планеты находится область (незаштрихованная площадь b на фиг. 28), черезъ которую не можетъ пройти ни одна періодическая орбита; когда отношеніе массы солнца къ массѣ планеты равно $10 : 1$, то эта область не замкнута; тѣмъ не менѣе Дарвинъ полагаетъ, что при большей величии-

нѣ указаннаго отношенія это пространство образовало бы замкнутое кольцо вокругъ планеты. Чтобы до нѣкоторой степени выразить большую сложность силъ, дѣйствующихъ въ атомѣ, въ сравненіи съ силами въ задачѣ Дарвина, мы предположимъ, что движеніе спутника возмущается дѣйствіемъ не одного, а нѣсколькихъ солнцъ; въ этомъ случаѣ существуетъ, вѣроятно, не одно, но нѣсколько колецъ, въ которыхъ невозможны періодическія орбиты. Когда эти кольца увеличиваются, можетъ случиться, что періодическія орбиты сводятся къ нѣкоторому числу колечекъ (1), (2) ... (n) между названными кольцами. Если времена полныхъ обращеній въ области (1) содержатся между T_1 и $T_1 + \Delta T_1$, въ области (2) между T_2 и $T_2 + \Delta T_2$ и т. д., то въ спектрѣ системы, состоящей изъ положительнаго іона и одной корпускулы, должна находиться одна линія конечной ширины, соотвѣтствующая періодамъ колебаній отъ T_1 до $T_1 + \Delta T_1$, за ней должна слѣдовать другая линія съ періодами отъ T_2 до $T_2 + \Delta T_2$ и т. д.; если отношенія $\Delta T_1/T_1$ и $\Delta T_2/T_2$ малы, то эти линіи будутъ тонкія, если же отношенія имѣютъ замѣтную величину, то линіи будутъ широкія. Съ этой точки зрѣнія различныя линіи испускаются различными системами: линія T_1 соотвѣтствуетъ положительному іону и корпускулѣ, которая обращается въ области (1), линія T_2 испускается положительнымъ іономъ и корпускулой, обращающейся въ области (2). Если бы вокругъ одного и того же іона обращались двѣ корпускулы, одна въ области (1), другая въ области (2), то обѣ корпускулы отталкивали бы другъ друга, и орбиты скоро сдѣлались бы весьма неправильными. Какъ извѣстно, относительная напряженность различныхъ линій въ спектрахъ, полученныхъ при помощи электрическихъ разрядовъ, весьма сильно мѣняется даже при слабыхъ измѣненіяхъ разряда: это обстоятельство, повидимому, находится въ согласіи съ тѣмъ взглядомъ, что различныя линіи происходятъ отъ различныхъ системъ. Если мы знаемъ законъ, которому подчинена сила, исходящая отъ іона, то періоды T_1, T_2, \dots опредѣлены; значенія ихъ связаны другъ съ другомъ нѣкоторыми соотношеніями: другими словами, колебанія, соотвѣтствующія періодами T_1, T_2, \dots даютъ такъ называемую серію линіи. Если бы мы имѣли іонъ съ зарядомъ изъ двухъ единицъ электричества вмѣсто одной, то области (1), (2) ... перемѣстились бы, періоды T_1, T_2, \dots измѣнились бы, и мы получили бы новую серію.

Въ каждой линіи, происходящей вслѣдствіе обращенія корпускулы по замкнутой орбитѣ, мы могли бы обнаружить явленіе Зеемана.

Мы можемъ подойти къ вопросу еще съ другой стороны, при

Фиг. 29.



чемъ получимъ результаты, аналогичные прежнимъ. Мы можемъ уподобить заряженный іонъ атому Босковича; онъ дѣйствуетъ на корпускулу съ центральной силой, попеременно то отталкивательной, то притягательной на протяженіи отъ поверхности іона до точки, удаленной отъ нея на разстояніе, сравнимое съ молекулярнымъ; эта сила мѣняетъ свое направленіе нѣсколько разъ. Такая сила, напримѣръ, представлена графически на фиг. 29: здѣсь абсцисса выражаетъ разстояніе отъ атома, а орди-

ната представляетъ силу, съ которой атомъ дѣйствуетъ на корпускулу, удаленную отъ него на разстояніе, равное абсциссѣ; отрицательнымъ абсциссамъ соотвѣтствуютъ силы отталкиванія, положительнымъ притяженія. Отъ каждой точки, въ которой дѣйствуетъ притягательная сила, корпускула можетъ быть отброшена перпендикулярно къ радіусу съ такой скоростью, что при отсутствіи возмущающихъ вліяній она опишетъ круговую орбиту вокругъ атома. Но изъ теоріи центрального движенія извѣстно, что въ системѣ, которая, подобно свѣтящемуся газу, подвержена возмущающимъ воздѣйствіямъ извнѣ, эти орбиты обладаютъ устойчивостью и могутъ существовать лишь при выполненіи извѣстнаго условія, которое состоитъ въ слѣдующемъ. Если a есть радіусъ круговой орбиты, а центральная сила притяженія, исходящая отъ атома, на разстояніи r отъ него, равна P , при чемъ $P = u^2 \varphi(u)$, гдѣ $u = 1/r$, то частное

$$\frac{a d\varphi(a)}{\varphi(a) da}$$

должно быть меньше единицы. Но это условіе выполняется лишь

въ отдѣльныхъ частяхъ кривой Босковича; если мы представимъ эти мѣста въ видѣ утолщеній кривой на фиг. 29, то возможныя орбиты приходятся лишь на тѣ разстоянія отъ атома, которыя отмѣчены въ нашемъ чертежѣ точками на оси абсциссъ; мы получимъ тѣ же условія и можемъ сдѣлать тѣ же выводы, что и выше.

Противъ того взгляда, что колебанія въ линейныхъ спектрахъ элементовъ обуславливаются системами, которыя образуются въ пламени или при электрическомъ разрядѣ, но не существуютъ въ нормальномъ атомѣ, можно возразить слѣдующее. Обращеніе свѣтлыхъ линій спектра доказываетъ, что въ обращающемъ слоѣ находятся системы, имѣющія такіе же періоды, какъ и тѣ системы, которыя даютъ эти линіи; поэтому, если обращающій слой состоитъ изъ газа въ нормальномъ состояніи, то въ такомъ газѣ должны быть системы, которыя имѣютъ такіе же періоды колебаній, какъ и линіи спектра. Нужно, однако, помнить, что, по крайней мѣрѣ, въ огромномъ большинствѣ случаевъ обращающій слой не состоитъ изъ газа въ нормальномъ состояніи: этотъ слой находится въ непосредственной близости свѣтящагося газа въ вольтовой дугѣ, въ искрѣ или въ пламени, либо же самъ имѣетъ высокую температуру. Во всѣхъ этихъ случаяхъ газъ іонизованъ т. е. онъ содержитъ положительные іоны и корпускулы; они могутъ образовать систему, подобную тѣмъ, которыя, согласно нашему предположенію, образуютъ свѣтлыя линіи и поглощаютъ свѣтъ, имѣющій тотъ же періодъ колебаній, какъ и эти линіи.

Происхожденіе массы атома.

Масса корпускулы равна приблизительно лишь одной тысяча семисотой части массы атома водорода; поэтому, если атомъ водорода содержитъ лишь немного корпускулъ, то масса атома должна быть обусловлена, главнымъ образомъ, другой составной его частью — положительнымъ электричествомъ. Но, какъ мы уже видѣли, можно считать, что масса корпускулы обуславливается исключительно ея зарядомъ; можетъ показаться, что мы, такимъ образомъ, вынуждены сдѣлать заключеніе, что масса имѣетъ двоякое происхожденіе: масса одного рода — а именно, масса корпускулъ — имѣетъ электрическое происхожденіе, тогда какъ масса остальной части атома имѣетъ механическое происхожденіе. Но, по моему мнѣнію, можно стать на такую точку зрѣнія, при которомъ различіе въ природѣ этихъ двухъ

массъ исчезаетъ. Въ моей книгѣ «Electricity and Matter» (стр. 6) я показалъ, что массу корпускулы мы можемъ разсматривать, какъ массу ээира, которая переносится вдоль электрическихъ силовыхъ трубокъ, соединенныхъ съ корпускулой во время ея движенія черезъ ээиръ. Чтобы яснѣе представить себѣ это, возьмемъ примѣръ изъ теоріи вихревого движенія въ жидкости. Когда вихревое кольцо движется въ жидкости, оно увлекаетъ съ собою нѣкоторый объемъ жидкости, размѣры котораго могутъ значительно превышать объемъ самого кольца; дѣйствительно, если кольцо очень тонко, а скорость его очень велика, то объемъ кольца будетъ совершенно ничтоженъ въ сравненіи съ объемомъ жидкости, увлекаемой кольцомъ. Дѣйствующей массой кольца будетъ масса самого кольца, увеличенная массой жидкости, которую оно увлекаетъ съ собою; если кольцо тонкое, то дѣйствующей массой его явится, въ сущности, масса соединенной съ нимъ жидкости. Кольцо есть замкнутая кривая, не имѣющая концовъ. Разсмотримъ теперь тотъ случай, когда вихревая нить не замкнута, но имѣетъ концы. Изъ теоріи вихревого движенія мы знаемъ, что эти концы, если только они не находятся на свободной поверхности жидкости, должны лежать на погруженныхъ тѣлахъ или пустыхъ полостяхъ внутри жидкости. Предположимъ, что концы находятся на двухъ тѣлахъ A и B , настолько легкихъ, что собственная масса ихъ ничтожна. Если система, состоящая изъ тѣлъ A и B и связующей ихъ вихревой нити, движется въ жидкости, она увлекаетъ съ собой опредѣленный объемъ жидкости; если нить очень тонка, то дѣйствительной массой ея является масса этой жидкости, которая переносится системой. Носителями этой жидкости являются: во-первыхъ, вихревая нить, во-вторыхъ, тѣла A и B ; если послѣднія представляютъ собою, на примѣръ, шары, то каждый изъ нихъ уноситъ съ собою объемъ жидкости, равный половинѣ ихъ собственного объема. Сравнимъ эту систему съ системой, состоящей изъ единицы положительнаго и единицы отрицательнаго электричества, соединенныхъ межъ собой электрическими силовыми трубками; эти трубки соотвѣтствуютъ вихревой нити, а носители положительнаго и отрицательнаго электричества соотвѣтствуютъ тѣламъ A и B . Мы можемъ предположить, что эта система въ своемъ движеніи черезъ ээиръ увлекаетъ съ собою нѣкоторую часть его. Количество ээира, увлекаемое силовыми трубками, зависитъ отъ распредѣленія этихъ трубокъ; а такъ какъ это распредѣленіе зави-

силь отъ скорости, то масса эѳира, увлекаемаго такимъ путемъ, зависитъ отъ скорости. Что касается массы эѳира, увлекаемой носителями зарядовъ, то она не должна зависѣть отъ скорости, если наша аналогія вѣрна. Результаты опытовъ, описанныхъ на стр. 31 и 32, мы можемъ истолковать такимъ образомъ, что количество эѳира, увлекаемаго носителемъ отрицательнаго электричества, весьма мало въ сравненіи съ эѳиромъ, который переносится электрическими силовыми трубками; аналогичнымъ путемъ мы можемъ истолковать тотъ результатъ, что масса положительнаго электричества велика въ сравненіи съ массой корпускулы: количество эѳира, увлекаемаго носителемъ положительнаго электричества, весьма велико въ сравненіи съ количествомъ эѳира, который увлекается электрическими силовыми трубками и носителемъ отрицательнаго электричества; такимъ образомъ, система, состоящая изъ положительной и отрицательной единицъ электричества, подобна большому шару, который соединенъ посредствомъ вихревыхъ нитей съ очень малымъ шаромъ: первый соотвѣтствуетъ положительному электричеству, второй отрицательному.

Величина шара положительнаго электричества.

Вопросъ о соотношеніи между объемомъ шара положительнаго электричества и числомъ корпускулъ въ атомѣ имѣетъ важное значеніе въ разсмотрѣнной нами теоріи строенія атома. Число корпускулъ въ атомѣ равно числу единицъ положительнаго электричества въ шарѣ и пропорціонально атомному вѣсу.

Значительное большинство методовъ, посредствомъ которыхъ опредѣляется величина атомовъ, даетъ намъ не геометрическую границу атома, но такъ называемую сферу молекулярнаго дѣйствія, т. е. наибольшее разстояніе, на которомъ исходящія изъ атомовъ силы еще оказываютъ замѣтное дѣйствіе: въ сущности, эти методы даютъ намъ скорѣе динамическія, чѣмъ геометрическія границы атома. Въ такой теоріи, которая, какъ теорія Босковича, разсматриваетъ атомы просто, какъ центры силъ, приходится имѣть дѣло лишь съ динамической границей; но въ теоріи, которую мы здѣсь изложили, атому приписывается опредѣленный объемъ и форма, и на ряду съ динамической границей мы должны здѣсь разсмотрѣть и геометрическую его границу.

Существуетъ, однако, методъ, который въ нѣкоторыхъ случаяхъ

даетъ намъ возможность опредѣлить геометрическую границу атома. Дѣйствительно, мы видѣли, что въ одноатомномъ газѣ

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = Na^3;$$

здѣсь μ есть показатель преломленія бесконечно длинныхъ волнъ, a радіусъ шара положительнаго электричества и N число атомовъ въ единицѣ объема газа. Для газа величина μ такъ мало отличается отъ единицы, что вмѣсто $\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2}$ мы можемъ написать $\frac{2}{3}(\mu - 1)$, такъ что для газовъ разность $\mu - 1$ пропорціональна объему шара положительнаго электричества. Нижеприведенная таблица, которую я заимствовалъ изъ статьи Кѣтсбертсона (Kuthbertson) и Меткальфи (Metcalfе) (*Phil. Trans. A.*, т. 207, 138, 1907), даетъ намъ значенія разности $\mu - 1$ для нѣкоторыхъ элементовъ въ газообразномъ состояніи:

Газъ	$\mu - 1$	Атомный вѣсъ	$\frac{10^6 \times (\mu - 1)}{\text{атомный вѣсъ}}$
Гелій	72×10^{-6}	4	18
Неонъ	137×10^{-6}	20	6,85
Аргонъ	508×10^{-6}	40	12,7
Криптонъ	850×10^{-6}	80	10,6
Ксенонъ	1378×10^{-6}	128	10,7
Ртуть	1866×10^{-6}	200	9,3
Водородъ	139×10^{-6}	1	139
{ Азотъ	297×10^{-6}	14	21
{ Фосфоръ	1197×10^{-6}	31	39
{ Мышьякъ	1550×10^{-6}	75	20
{ Кислородъ	270×10^{-6}	16	17
{ Сѣра	1101×10^{-6}	32	34
{ Селенъ	1565×10^{-6}	79	20
{ Теллуръ	2495×10^{-6}	127	20
{ Цинкъ	2060×10^{-6}	65	30
{ Кадмій	2675×10^{-6}	112	24

Въ болѣе легкихъ элементахъ измѣненія послѣдняго отношенія $(\mu - 1)/(\text{атомный вѣсъ})$ весьма неправильны; наоборотъ, для элементовъ съ большимъ атомнымъ вѣсомъ въ одной группѣ это отношеніе имѣетъ почти постоянную величину; отсюда слѣдуетъ, что объемъ шара по-

ложительнаго электричества приблизительно пропорціоналенъ атомному вѣсу, если атомъ содержитъ въ себѣ очень много корпускулъ.

Во многихъ соединеніяхъ болѣе легкихъ элементовъ величина разности ($\mu - 1$) возрастаетъ далеко не столь быстро, какъ плотность; Траубе (Traube) показалъ, что въ значительномъ числѣ этихъ соединеній величина ($\mu - 1$) при постоянной температурѣ и постоянномъ давленіи приблизительно пропорціональна суммѣ валентностей атомовъ въ молекулѣ соединенія. Предшествующая таблица показываетъ, что это положеніе непримѣнимо къ болѣе тяжелымъ элементамъ.

Вліяніе валентности на показатель преломленія можно объяснить слѣдующимъ образомъ. Мы предположили, что въ атомѣ находится нѣсколько корпускулъ, которыя отличаются особенно легкой подвижностью; число ихъ равно валентности атома. Чтобы выразить подвижность этихъ корпускулъ, предположимъ, что онѣ находятся въ слоѣ положительнаго электричества малой плотности, внутри котораго находится гораздо болѣе плотное ядро, состоящее изъ остальныхъ корпускулъ и эквивалентнаго количества положительнаго электричества. Такимъ образомъ мы можемъ представить себѣ атомъ въ видѣ плотнаго ядра, окруженнаго менѣе плотной атмосферой, въ которой разсѣяно небольшое число корпускулъ; положительное электричество атмосферы эквивалентно отрицательному заряду на разсѣянныхъ въ ней корпускулахъ.

Легко можно видѣть, что для группы подобныхъ атомовъ значеніе разности ($\mu - 1$) состоитъ изъ двухъ членовъ: одинъ изъ нихъ пропорціоналенъ объему атмосферы, другой объему ядра. Объемъ атмосферы пропорціоналенъ числу корпускулъ въ ней, т. е. положительной валентности, а объемъ ядра пропорціоналенъ числу остальныхъ корпускулъ; послѣднее пропорціонально атомному вѣсу элемента въ томъ случаѣ, когда этотъ атомный вѣсъ великъ въ сравненіи съ валентностью элемента.

Итакъ, разность ($\mu - 1$) состоитъ изъ двухъ членовъ: одного, пропорціональнаго валентности, и другого, пропорціональнаго атомному вѣсу. Если атомный вѣсъ невеликъ, то первый членъ можетъ имѣть преобладающее значеніе, тогда какъ въ болѣе тяжелыхъ элементахъ атомный вѣсъ можетъ имѣть большее вліяніе, чѣмъ валентность.

Дисперсія вещества зависитъ отъ корпускулъ валентности числа

въ еще большей степени, чѣмъ преломляющая сила; дѣйствительно, можно показать, что показатель преломленія μ волнъ, имѣющихъ длину λ , опредѣляется изъ уравненія:

$$\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2} = P_0 + P_0^2 \frac{m}{N e^2} \cdot \frac{1}{n} \frac{3 \pi}{\lambda^2} + Q_0 + Q_0^3 \frac{m}{N e^2} \frac{1}{p} \frac{3 \pi}{\lambda^2}.$$

Въ этомъ уравненіи N есть число атомовъ въ одномъ кубическомъ сантиметрѣ, масса и зарядъ корпускулы соотвѣтственно равны m и e ,

P_0 есть часть отношенія $\frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2}$, зависящая отъ ядра въ случаѣ без-

конечно длинныхъ волнъ, Q_0 часть, зависящая отъ атмосферы, n число корпускулъ въ ядрѣ, p число корпускулъ валентности (въ атмосферѣ). Такъ какъ число p , вообще говоря, мало въ сравненіи съ n , то, какъ мы видимъ, если число P_0 невелико въ сравненіи съ Q_0 , та часть коэффиціента при $1/\lambda^2$, которая зависитъ отъ Q_0 , гораздо больше, чѣмъ часть, зависящая отъ P_0 , другими словами, дисперсія зависитъ главнымъ образомъ отъ корпускулъ валентности.

Такъ какъ эти послѣднія корпускулы легко отдѣляются отъ атома, то нужно думать, онѣ способствуютъ усиленію іонизаціи, когда газъ іонизируется благодаря какимъ-либо внѣшнимъ причинамъ. Брагъ нашелъ, что число іоновъ, произведенныхъ α -лучами радія въ равныхъ объемахъ различныхъ газовъ при одинаковой температурѣ и давленіи, пропорціонально молекулярному объему газа. Такъ какъ этотъ молекулярный объемъ пропорціоналенъ значенію $(\mu - 1)$, а корпускулы валентности въ болѣе легкихъ элементахъ имѣютъ большое вліяніе на эту величину, то онѣ, слѣдовательно, усиливаютъ также іонизацію.

УКАЗАТЕЛЬ.

А.

Абеггъ, о валентности 112.
Аномальная дисперсія 131.
Атомъ Босковича 153.
Атомъ углерода 126.
 α -частицы; свойства 22—24, значение отношенія e/m 22.

Б.

Баркла, энергія вторичнаго излученія 137, 140.
Бекеръ, поглощеніе катодныхъ лучей 143.
Беккерель, скорость β лучей урана 143.
Бозе, вліяніе электрическихъ зарядовъ на сопротивленіе металловъ 79.
Бойля законъ отклоненія 129.
Босковича атомъ 153.
Браггъ, свойства частицъ α 23.

В.

Валентность 110, корпускулярная теорія 158.
Вальденъ, электролизъ растворовъ брома и іода 124; о валентности 113.
Вантъ-Гоффъ, органическіе радикалы 127.
Ванъ-деръ-Ваальсъ, его уравненіе 128.
Венельтъ, известковый катодъ 5.
Вильсонъ Г., измѣреніе заряда капли 14.
Вильсонъ, К., сжиженіе водяныхъ капель 11.
Винъ, значеніе отношенія e/m для каналовыхъ лучей 17.
Вихре-атомная теорія 2.
Вторичные рентгеновы лучи 135.
Вудъ, опыты съ плавающими магнитами 106.

Г.

Гагенъ и Рубенсъ, проводимость металловъ 80.
Газы, ихъ преломляющая способность 157.
Герцъ, способность катодныхъ лучей проникать сквозь тонкія пластинки 6.
Голль, явленіе 64, 96.
Гольдштейнъ, каналовые лучи 16.
Гуффъ, значеніе отношенія e/m для частицъ α 22.

Д.

Дарвинъ Дж., движеніе корпускулъ 151.
Де-Кудресъ, значеніе отношенія e/m для частичекъ α 22.
Дисперсія аномальная 131.
» свѣта 145.
» , вліяніе на нее валентности 148.
Диссельгорстъ и Егеръ, электропроводность и теплопроводность 54.
Друде, аномальная дисперсія 131.
» вліяніе валентности на дисперсію 148.
Дьюаръ и Флемингъ, вліяніе температуры на сопротивленіе сплавовъ 56.

Е.

Егеръ и Диссeldorfъ, электропроводность и теплопроводность 54.

Ж.

Желѣзистыя соли, ихъ магнетизмъ 134.

З.

Зарядъ отрицательный катодныхъ лучей 4.

Зееманъ, явленіе 33, 149.

И.

Излученіе, корпускулярная теорія 58.
Изомерныя соединенія 125.

І.

Іоны, ихъ скорость 132.

К.

Каналовые лучи 16.

Катодные лучи, поглощеніе ихъ 140, проникающая сила 6, электростатическое отклоненіе 4, скорость 7, магнитное отклоненіе 6.

Кауфманъ, значеніе отношенія e/m для быстродвижущихся корпускулъ 31.

Кельвинъ, лордъ, силы между заряженными системами 116.

Кётбертсонъ и Меткальфъ, преломленіе лучей въ газахъ 157.

Кеттелеръ, формула дисперсіи 146.

Клееманъ, свойства частицъ α 23.

Кислородъ, его магнетизмъ 133.

Корпускулярная теорія 1.

— электропроводности 46.

— излученія 58.

— теплопроводности 52.

Корпускулярное давленіе 114.

Корпускулы 2, 10; расположеніе ихъ въ атомѣ 97; число ихъ въ атомѣ 135; число ихъ въ единицѣ объема металла 76; зарядъ корпускулы 10; масса ея 15.

Круксъ, опытъ съ катодными лучами 3.

Л.

Ларморъ, излученіе движущейся частицы 86.

Лоренцъ, формула для дисперсіи свѣта 147; теорія излученія 58; явленіе Зеемана 33.

Лучи, рентгеновыя 44; вторичныя 135.

М.

Магнетизмъ желѣзистыхъ солей 134; кислорода 133.

Магнитная сила движущихся корпускулъ 41.

Магнитное отклоненіе катодныхъ лучей 6.

Магнитное поле корпускулы 41.

Магниты, плавающие 105.

Майеръ, опыты съ плавающими магнитами 105.

Макензи, значеніе отношенія e/m для частицы α 22.

Масса атома, ея происхожденіе 154.

Масса корпускулы, ея происхожденіе 27.

Массоти, проводящіе атомы 145.

Меткальфъ и Кётберстонъ, преломляющая способность газовъ 157.

Минарелли, термоэлектрическія дѣйствія 72.

Молекулярныя силы между атомами 121.

Монкманъ, опыты съ плавающими магнитами 106.

Н.

Насыщенныя соединенія 129.

Ненасыщенныя соединенія 120.

О.

Обермайеръ, термоэлектрическія явленія, 72.

Обращеніе спектральныхъ линій 154.

Объемъ атома 156.

Органическіе радикалы 127.

Остаточное притяженіе 130.

Отклоненіе катодныхъ лучей 4.

Отрицательный зарядъ катодныхъ лучей 4.

П.

Пельтье, явленіе 69, 93.

Перренъ, отрицательный зарядъ катодныхъ лучей 4.

Плавающие магниты 105.

Поглощеніе катодныхъ лучей 141, 143.

Положительное электричество 16;

— отъ раскаленныхъ проволокъ 22;

— отъ радіоактивныхъ веществъ 22.

Преломленіе лучей въ газахъ 157.

Притяженіе остаточное 130.
Пульсаціи электрической силы 44.

Р.

Радикалы, органическіе 127.
Расположеніе корпускулъ въ атомѣ 97.
Рѣнтгеновыя лучи, ихъ теорія 44;
—вторичные 135.
Рѣтгерфордъ, значеніе отно-
шенія e/m для частицъ α 22.
Ртутныя пары, ихъ проводимость 47.
Рубенсъ и Гагенъ, проводи-
мость металловъ 80.
Рэлей, проводимость сплавовъ 55.

С.

Сгущеніе водяныхъ капель 11.
Силовыя линіи электрическія 131.
Скорость іоновъ 132.
Соединенія насыщенные 129.
Соли желѣзистыя, ихъ магнетизмъ 134.
Сопротивленіе, вліяніе магнитнаго
поля на электрическое 95.
Спектральныя линіи, ихъ обращеніе 154.
Спектральныя линіи, ихъ происхож-
деніе 149.
Спектръ каналовыхъ лучей 16.
Спектры, ихъ происхожденіе 149.
Сплавы, ихъ теплопроводность и
электропроводность 52.
Стоксъ, энергія шара, движуща-
гося въ водѣ 28; скорость пада-
ющихъ капель 13.
Стрѣтъ, электропроводность па-
ровъ ртути 47.

Т.

Теплопроводность, ея корпускуляр-
ная теорія 52, 84.
Томсона явленіе 72.
Тоунсендъ, магнетизмъ желѣ-
зистыхъ солей 134.
Траубе, объемъ и валентность 158.

У.

Углеродъ, его атомъ 126.
Унитарная теорія электричества 25.

Ф.

Фитцджеральдъ, явленіе Пель-
тье 72.
Флемингъ и Дьюаръ, вліяніе
температуры на сопротивленіе
сплавовъ 56.
Фурье, анализъ излученія 86.

Х.

Химическое соединеніе 114.

Ш.

Шаръ положительнаго электриче-
ства 157.
Шульце, теплопроводность и
электропроводность 55.

Э.

Электрическій зарядъ корпускулы 10.
Электрическія силовыя трубки 131.
Электрическое поле корпускулы 131.
Электролизъ растворовъ брома и
іода 124.
Электроположительные и электро-
отрицательные элементы 108.
Электроположительная и электро-
отрицательная валентность 110,
116.
Электропроводность по корпуску-
лярной теоріи 46, 81.
Электростатическое отклоненіе ка-
тодныхъ лучей 4.
Этанъ 125.
Этиленъ 125.

Я.

Явленіе Пельтье 69, 93.
Явленіе Томсона 72.

